

POLITECHNIKA WARSZAWSKA

DYSCYPLINA NAUKOWA INŻYNIERIA BIOMEDYCZNA /

DZIEDZINA NAUK INŻYNIERYJNO-TECHNICZNYCH

Rozprawa doktorska

mgr inż. Maciej Maciak

**Metody wyznaczania równoważnika dawki i widma
promieniowania neutronowego z wykorzystaniem detektorów
rekombinacyjnych i pasywnych z moderatorami
wielowarstwowymi**

Promotor

dr hab. inż. Piotr Tulik

WARSZAWA 2023

Ta praca nie powstałaby, gdyby nie pomoc wielu osób. Szczególnie pragnę podziękować:

dr hab. inż. Piotrowi Tulikowi – promotorowi mojej pracy inżynierskiej, magisterskiej i doktorskiej, będącemu jednocześnie serdecznym kolegą z pracy i nie tylko, za wprowadzenie oraz towarzyszenie w trwającej przygodzie z inżynierią biomedyczną, ochroną radiologiczną i dozymetrią pól mieszanych;

dr inż. Michałowi A. Gryzińskiemu – przełożonemu i koledze, za dyskusje związane z tematami pracy doktorskiej, a także wieloma aspektami zawodowymi i duchowymi będącymi przedmiotem dyskusji prowadzonych zarówno w ośrodku w Świerku jak również podczas licznych wyjazdów pomiarowych i konferencyjnych;

dr Katarzynie Tymińskiej – konsultantce moich prac dyplomowych, mentorce Monte Carlo, serdecznej koleżance i przełożonej, za wprowadzenie w tajniki symulacji transportu i oddziaływania promieniowania jonizującego;

śp. prof. dr hab. Natalii Golnik – opiekunce pracy doktorskiej, przełożonej i przewodniczącej, za podjęcie się opieki naukowej oraz wprowadzenie w tajniki metod rekombinacyjnych, a także niespotykane inspirujące podejście do zagadnień naukowych i społecznych tak ważnych w pracy badawczej;

prof. dr hab. inż. Mieczysławowi Zielczyńskiemu – twórcy metod rekombinacyjnych, za życzliwe podejście do wszelkich zagadnień naukowych związanych z rozprawą doktorską, a także wartościowymi rozmowami dotyczącymi ochrony radiologicznej;

Koleżankom i kolegom z Wydziału Mechatroniki Politechniki Warszawskiej oraz Departamentu Eksploatacji Obiektów Jądrowych Narodowego Centrum Badań Jądrowych za wspólne prace naukowe, rozmowy o życiu i wsparcie w trakcie przygotowywania rozprawy doktorskiej.

Podziękowania kieruję także do moich rodziców Ewy i Cezarego. Dzięki Waszemu wsparciu i motywowaniu w osiąganiu wyznaczonych celów możliwe było zarówno rozpoczęcie jak i zakończenie tego etapu w moim życiu.

Szczególne podziękowania dla mojej wspaniałej żony Basi za wyrozumiałość, wsparcie i wiarę w przygotowanie rozprawy doktorskiej.

Pracę dedykuję moim ukochanym synom – Jackowi i Witkowi.

Wykaz publikacji stanowiących przedmiot rozprawy

- [A] Tymińska, K., **Maciak, M.**, Ośko, J., Tulik, P., Zielczyński, M., Gryziński, M. A. *Study on the influence of the B₄C layer thickness on the neutron flux and energy distribution shape in multi-electrode ionization chamber.* (2014). Radiat. Prot. Dosim., 161(1-4), 210-215. <https://doi.org/10.1093/rpd/ncu050>
- [B] **Maciak, M.**, Golnik, N., Dworecki, K., Domański, S., Tulik, P., Araszkiewicz, A. *Passive multi-layer neutron spectrometer for neutron radiation dosimetry.* (2015). Proc. SPIE 9662, Photonics Applications in Astronomy, Communications, Industry, and High-Energy Physics Experiments 2015, 96622E. <https://doi.org/10.1117/12.2202441>
- [C] **Maciak, M.** *Calculation of LET distributions in the active volume of a recombination chamber.* (2018). Radiat. Prot. Dosim., 180(1-4), 407-412. <https://doi.org/10.1093/rpd/ncy073>
- [D] Tymińska, K., Gryziński, M. A., **Maciak, M.** *Calculated neutron energy dependence of the dose-response of large recombination chamber.* (2019). Nukleonika, 64(4), 117-121. <https://doi.org/10.2478/nuka-2019-0015>
- [E] **Maciak, M.**, Tulik, P. *Dosimetry and microdosimetry of monoenergetic neutrons using recombination chamber – measurements and Monte Carlo simulations.* (2022). Radiat. Meas., 158, 106861. <https://doi.org/10.1016/j.radmeas.2022.106861>
- [F] **Maciak, M.**, Domański, S., Tulik, P., Tymińska, K., Gryziński, M. A. *Multisignal ionization chamber with a B₄C coating as an active neutron beam spectrometer: Monte Carlo simulations.* (2023). Radiat. Prot. Dosim., accepted manuscript. <https://doi.org/10.1093/rpd/ncac291>
- [G] **Maciak M.**, Domański S., Tulik P., Tymińska K., Gryziński M. A., *Unfolding of ²³⁹Pu-Be and ²⁵²Cf neutron energy spectra using passive multi-layer neutron spectrometer.* (2023). Radiat. Prot. Dosim., accepted manuscript. <https://doi.org/10.1093/rpd/ncad169>

Spis treści

1. Wstęp	13
2. Cel i znaczenie rozprawy	23
3. Metody	25
3.1. Spektrometria bazująca na kulach Bonnera	25
3.2. Komora wielosygnałowa	31
3.3. Rekombinacyjne komory jonizacyjne.....	33
4. Wyniki.....	36
4.1. Pasywna spektrometria neutronowa - spektrometr SWP-1	36
4.2. Aktywna spektrometria neutronowa - komora wielosygnałowa KW-1	39
4.3. Komora typu REM-2 w polach promieniowania neutronowego	42
5. Podsumowanie	46
6. Bibliografia	51
7. ZAŁĄCZNIK A – publikacje	63
[A] Study on the influence of the B ₄ C layer thickness on the neutron flux and energy	64
[B] Passive multi-layer neutron spectrometer for neutron radiation dosimetry	70
[C] Calculation of LET distributions in the active volume of a recombination chamber	82
[D] Calculated neutron energy dependence of the dose-response of large recombination	88
[E] Dosimetry and microdosimetry of monoenergetic neutrons using recombination chamber – measurements and Monte Carlo simulations	93
[F] Multisignal ionization chamber with B ₄ C coating as an active beam spectrometer: Monte Carlo simulations.....	101
[G] Unfolding of ²³⁹ Pu-Be and ²⁵² Cf neutron energy spectra using passive multi-layer neutron spectrometer	107
8. ZAŁĄCZNIK B – oświadczenia	111

Wykaz wybranych skrótów i symboli

$(n+\gamma)$	promieniowanie mieszane: neutrony + gamma (ang. <i>neutron + gamma mixed field</i>)
B2, BOR-2	rekombinacyjna komora jonizacyjna wypełniona BF_3
BSS	spektrometria kul Bonnera (ang. <i>Bonner Sphere Spectrometry</i>)
D	dawka pochłonięta (ang. <i>absorbed dose</i>)
$D^*(10)$	dawka przestrzenna (ang. <i>ambient dose</i>)
DIRAC	prowadzona przez Międzynarodową Agencję Energii Atomowej baza o zasobach radioterapii (ang. <i>DIrectory of RAdiotherapy Centres</i>)
ERBSS	rozszerzona spektrometria oparta na kulach Bonnera (ang. <i>Extended Range Bonner Sphere Spectrometry</i>)
FNT	terapia prędkimi neutronami (ang. <i>Fast Neutron Therapy</i>)
Φ_E	widmo energetyczne neutronów (ang. <i>spectra neutron fluence; energy distribution of the neutron fluence</i>)
FLUKA	komputerowe narzędzie do prowadzenia symulacji transportu i oddziaływania promieniowania jonizującego oparte na metodzie Monte Carlo (niem. <i>FLUktuierende KAskade</i>)
FRUIT	komputerowy kod obliczeniowy do dekonwolucji widma energetycznego neutronów (ang. <i>Frascati Unfolding Interactive Tool</i>)
Gd-NCT	terapia gadolinowo-neutronowa (ang. <i>Gadolinium-Neutron Capture Therapy</i>)
GRAVEL	komputerowy kod obliczeniowy do dekonwolucji widma energetycznego neutronów oparty na liniowej metodzie najmniejszych kwadratów
$H^*(10)$	przestrzenny równoważnik dawki (ang. <i>ambient dose equivalent</i>)
h_Φ	współczynnik przeliczeniowy fluencja-dawka (ang. <i>neutron fluence-to-dose-equivalent conversion coefficient</i>)

IAEA	Międzynarodowa Agencja Energii Atomowej, MAEA (ang. <i>International Atomic Energy Agency</i>)
ICRP	Międzynarodowa Komisja Ochrony Radiologicznej, MKOR (ang. <i>International Commission on Radiation Protection</i>)
ICRU	Międzynarodowa Komisja ds. Jednostek Promieniowania i Pomiarów (ang. <i>International Commission on Radiation Units and Measurements</i>)
IMiIB	Instytut Metrologii i Inżynierii Biomedycznej (ang. <i>Institute of Metrology and Biomedical Engineering</i>)
KW-1	Komora Wielosygnałowa – 1 (ang. <i>multisignal ionization chamber, multi-electrode ionization chamber</i>)
L, LET	liniowy przekaz energii (ang. <i>Linear Energy Transfer</i>)
L_{∞}	nieograniczony liniowy przekaz energii (ang. <i>unrestricted linear energy transfer</i>)
L_{Δ}	ograniczony liniowy przekaz energii (ang. <i>restricted linear energy transfer</i>)
MAXED	komputerowy kod obliczeniowy do dekonwolucji widma energetycznego neutronów oparty na metodzie maksymalnej entropii
MCM	metoda Monte Carlo (ang. <i>Monte Carlo Method</i>)
MCNP5	komputerowe narzędzie do prowadzenia symulacji transportu i oddziaływania promieniowania jonizującego oparte na metodzie Monte Carlo (ang. <i>Monte Carlo N-Particle Transport Code System</i> , w wersji 5)
MCNP6.1	komputerowe narzędzie do prowadzenia symulacji transportu i oddziaływania promieniowania jonizującego oparte na metodzie Monte Carlo (ang. <i>Monte Carlo N-Particle Transport Code System</i> , w wersji 6.1)
MCNPX	komputerowe narzędzie do prowadzenia symulacji transportu i oddziaływania promieniowania jonizującego oparte na metodzie Monte Carlo (ang. <i>Monte Carlo N-Particle Transport Code System w wersji eXtended</i>)
M_d	wskazanie detektora (ang. <i>detector reading</i>)

MSBSS	spektrometria oparta na kulach Bonnera (ang. <i>Multi-Sphere Bonner Sphere Spectrometry</i>)
MTS-6	detektor termoluminescencyjny typu LiF:Mg,Ti wzbogacony w ^6Li
MTS-7	detektor termoluminescencyjny typu LiF:Mg,Ti wzbogacony w ^7Li
NCBJ	Narodowe Centrum Badań Jądrowych (ang. <i>National Centre for Nuclear Research</i>)
NPL	Narodowe Laboratorium Fizyki w Wielkiej Brytanii (ang. <i>National Physical Laboratory</i>)
PBCT, PBFT	terapia protonowo-borowa (ang. <i>Proton-Boron Capture Therapy; Proton-Boron Fusion Therapy</i>)
PET/CT	hybrydowe obrazowanie typu pozytonowa tomografia emisyjna w połączeniu z rentgenowską tomografią komputerową (ang. <i>Positron Emission Tomography / Computed Tomography</i>)
PHITS	komputerowe narzędzie do prowadzenia symulacji transportu i oddziaływania promieniowania jonizującego oparte na metodzie Monte Carlo (ang. <i>Particle and Heavy Ion Transport code System</i>)
PTB	Federalny Instytut Fizyczno-Techniczny w Niemczech (niem. <i>Physikalisch-Technische Bundesanstalt</i>)
PW	Politechnika Warszawska (ang. <i>Warsaw University of Technology</i>)
Q, Q(L)	współczynnik jakości (ang. <i>Quality factor</i>)
RBE	względna skuteczność biologiczna, WSB (ang. <i>Relative Biological Effectiveness</i>)
R _d	odpowiedź detektora (ang. <i>detector response</i>)
REM-2	równoważna tkance, rekombinacyjna komora jonizacyjna (ang. <i>tissue equivalent, recombination chamber</i>)
RIQ, Q ₄	Rekombinacyjny Wskaźnik Jakości, RWJ (ang. <i>Recombination Index of Quality</i>)

RMM	Rekombinacyjna Metoda Mikrodozymetryczna (ang. <i>Recombination Microdosimetric Method</i>)
SPECT/CT	hybrydowe obrazowanie typu tomografia emisyjna pojedynczego fotonu w połączeniu z rentgenowską tomografią komputerową (ang. <i>Single-Photon Emission Computed Tomography / Computed Tomography</i>)
SSBSS	spektrometria oparta na pojedynczej kuli Bonnera (ang. <i>Single-Sphere Bonner Sphere Spectrometry</i>)
SWP-1	Spektrometr Wielowarstwowy Pasywny – 1 (ang. <i>passive multilayer spectrometer</i>)
TLD	detektor TLD, dozymetria TLD (ang. <i>ThermoLuminescent Detector; ThermoLuminescent Dosimetry</i>)
TRS	seria technicznych dokumentów wydawanych przez Międzynarodową Agencję Energii Atomowej (ang. <i>Technical Reports Series</i>)
UMG	pakiet programów do dekowolucji widma energetycznego neutronów (ang. <i>Unfolding with MAXED and GRAVEL</i>)
WHO	Światowa Organizacja Zdrowia (ang. <i>World Health Organization</i>)

Streszczenie

Praca dotyczy wyznaczania równoważnika dawki oraz widma promieniowania neutronowego w polach i wiązkach o nieznanym składzie i widmie energii neutronów, które występują w megawoltowej teleradioterapii fotonowej, jak również w radioterapii hadronowej, w której stosuje się protony i ciężkie jony, a także w terapii borowo-neutronowej i terapii prędkimi neutronami. Tematyka poruszana w pracy związana jest bezpośrednio z ochroną radiologiczną wokół urządzeń wytwarzających promieniowanie jonizujące o wysokiej energii do celów radioterapii, ale przedstawione metody mogą być stosowane także w dozymetrii pól mieszanych ($n+\gamma$) wokół obiektów jądrowych i akceleratorowych w energetyce, przemyśle i nauce.

Celem rozprawy doktorskiej było opracowanie nowych i uzupełnienie dotychczasowych metod wyznaczania równoważnika dawki oraz widma promieniowania neutronowego w polach promieniowania mieszanego o nieznanym składzie i widmie energii neutronów. W ramach pracy powstały nowe metody spektrometryczne i dozymetryczne z wykorzystaniem detektorów rekombinacyjnych i pasywnych z moderatorami wielowarstwowymi, a także przeprowadzone zostały badania o charakterze podstawowym dotyczące zjawiska rekombinacji początkowej jonów w gazie równoważnym tkance stosowanym w rekombinacyjnych komorach jonizacyjnych. W ramach rozprawy opracowano w pełni funkcjonalny spektrometr wielowarstwowy pasywny SWP-1, za pomocą którego możliwe jest wyznaczenie widma energetycznego neutronów w polach promieniowania mieszanego, a także pochodnych wielkości operacyjnych, umożliwiających wyznaczanie jakościowych parametrów pola. Opracowano także model wiązkowego spektrometru aktywnego KW-1, za pomocą którego po naniesieniu warstwy $^{10}\text{B}_4\text{C}$ możliwe będzie wyznaczenie energetycznego widma neutronów w wiązce neutronów o wysokiej gęstości strumienia i szerokim widmie energii, także dla wiązek mieszanych zawierających składową gamma. Uzupełnienie wiedzy na temat rozkładów dawki względem liniowego przekazu energii w komorze rekombinacyjnej typu REM-2 potwierdziło zasadność stosowania rekombinacyjnej metody mikrodozymetrycznej w polach zawierających składową neutronową.

Słowa kluczowe: spektrometria neutronów, dozymetria, rekombinacyjna komora jonizacyjna, detektor termoluminescencyjny, ochrona radiologiczna

Abstract

The paper deals with the issue of determining the dose equivalent and the spectrum of neutron radiation in fields and beams of unknown composition and spectral neutron fluence, which occur in external beam megavoltage radiation therapy, in hadron radiotherapy in which protons and heavy ions are used, as well as in boron neutron capture therapy and fast neutron therapy. The topics discussed in the work are directly related to radiological protection around devices generating high-energy ionizing radiation for radiotherapy purposes, but the presented methods can also be used in dosimetry of mixed fields ($n+\gamma$) around nuclear and accelerator facilities in the power engineering, industry and science.

The thesis aimed to develop new and supplement existing methods for determining the dose equivalent and neutron energy spectrum in mixed radiation fields of unknown composition and neutron energy spectrum. As part of the work, new spectrometric and dosimetric methods were developed using recombination and passive detectors with multi-layer moderators. Basic investigation was carried out on the phenomenon of initial recombination of ions in tissue-equivalent gas used in recombination ionization chambers. As part of the dissertation, a fully functional passive multilayer spectrometer SWP-1 was developed, using which it is possible to determine the energy spectrum of neutrons in mixed radiation fields, as well as derivatives of operational quantities for determination of the qualitative parameters of the field. A model of the KW-1 active beam spectrometer was also developed, with the help of which, after deposition of the $^{10}\text{B}_4\text{C}$ layer, it will be possible to determine the neutron energy spectrum in a neutron beam with a high flux density and a wide neutron energy spectrum, also for mixed beams containing a gamma component. Supplementing the knowledge on the distribution of the dose about the linear energy transfer in the recombination chamber of the REM-2 type confirmed the validity of the use of the recombination microdosimetric method in the fields containing the neutron component.

Keywords: neutron spectrometry, dosimetry, recombination chamber, thermoluminescence detector, radiation protection

1. Wstęp

Promieniowanie jonizujące wytwarzane w celach badawczych, przemysłowych oraz medycznych pozwala na osiąganie wielu korzyści w wymiarze naukowym, gospodarczym i społecznym. Promieniowanie jonizujące jest szeroko stosowane w diagnostyce obrazowej oraz terapii (radioterapia, brachyterapia, terapia radioizotopowa). Jego użycie w diagnostyce w praktyce sprowadza się głównie do wykorzystywania promieniowania rentgenowskiego zarówno w aparatach rentgenowskich (aparaty stacjonarne i mobilne, ramię C, mammografy, aparaty do fluoroskopii, densytometry), jak również w rentgenowskich tomografach komputerowych (samodzielnych, bądź urządzeń hybrydowych typu SPECT/CT i PET/CT). Energia promieniowania rentgenowskiego generowanego w lampach rentgenowskich stosowanych w obrazowaniu medycznym zawiera się zwykle w zakresie 16-150 keV⁽¹⁾. Przy takich, relatywnie niskich, wartościach energii promieniowania kwestie związane z ochroną radiologiczną pacjenta oraz personelu nie sprawiają trudności, a środowisko pracy podlega rutynowej kontroli dozymetrycznej.

Stosowanie promieniowania jonizującego w teleradioterapii (celowo pomijana jest tu kwestia stosowania radioizotopów i metod medycyny nuklearnej, co jest poza tematem tej pracy) do leczenia zmian nowotworowych, w zdecydowanej większości przypadków polega na niszczeniu komórek tkanki nowotworowej zlokalizowanej na pewnej głębokości w ciele pacjenta. W związku z tym, konieczne staje się uzyskanie większej energii początkowej promieniowania jonizującego w przypadku radioterapii konwencjonalnej (tj. radioterapii z wykorzystaniem wiązek elektronów/fotonów) lub zastosowanie innego rodzaju promieniowania jonizującego, jak ma to miejsce w przypadku radioterapii hadronowej.

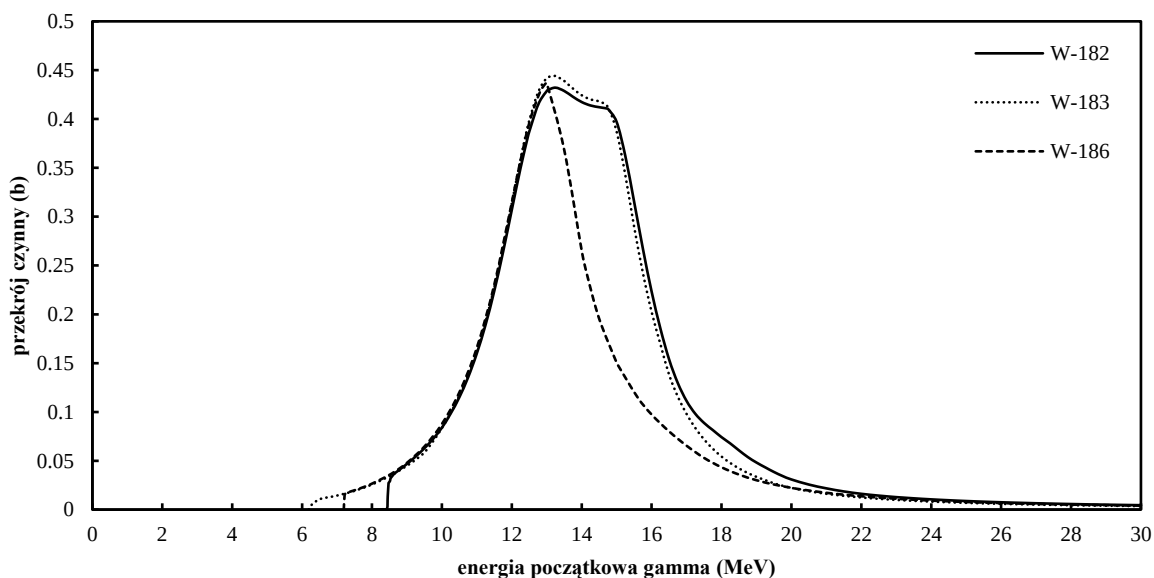
W leczeniu zmian nowotworowych najpowszechniej stosowana jest klasyczna rentgenowska radioterapia megawoltowa. Zgodnie z wykazem Międzynarodowej Agencji Energii Atomowej (ang. *International Atomic Energy Agency, IAEA*), *Directory Radiotherapy Centers DIRAC*⁽²⁾ obecnie na świecie użytkowanych jest 15139 akceleratorów medycznych w 8304 centrach radioterapii (radioterapia megawoltowa, radioterapia protonowa, radioterapia ciężkimi jonami). Akceleratory stosowane w radioterapii fotonowej i elektronowej stanowią obecnie 99,28% wszystkich urządzeń.

Radioterapia elektronami, ze względu na ich zasięg w tkance, stosowana jest do leczenia nowotworów położonych płytko, np. w przypadku raka płaskonabłonkowego skóry⁽³⁾ lub

w radioterapii śródoperacyjnej raka piersi⁽⁴⁾. W przypadku głębiej położonych zmian konieczne jest stosowanie radioterapii fotonowej lub radioterapii hadronowej. W ostatnich latach coraz częściej klinicznie stosowana jest radioterapia protonowa⁽⁵⁻⁸⁾, a także prowadzone są intensywne prace dotyczące radioterapii ciężkimi jonami, m.in. jonami węgla $^{14}\text{C}^{(9-11)}$.

Zarówno w przypadku radioterapii konwencjonalnej (tj. wykorzystującej wysokoenergetyczne promieniowanie fotonowe), jak w przypadku radioterapii hadronowej, zwiększenie energii początkowej promieniowania jonizującego umożliwia zrealizowanie planu terapeutycznego i dostarczenie wymaganej dawki pochłoniętej do tkanki nowotworowej położonej na pewnej głębokości w ciele pacjenta. Jednak wraz ze wzrostem energii fotonów/hadronów prawdopodobieństwo zajścia reakcji jądrowej z atomami zarówno elementów urządzenia terapeutycznego, jak również z tkanką pacjenta (także zdrową), wzrasta. W wyniku tego procesu, generowane jest promieniowanie rozproszone oraz wtórne. Są to różnego rodzaju cząstki obdarzone znaczną energią mogące powodować jonizację ośrodka, a co za tym idzie zwiększać dawkę pochłoniętą przez pacjenta oraz wpływać na organizację ochrony radiologicznej wokół pomieszczenia terapeutycznego, włączając w to kwestię narażenia personelu.

Dla megawoltowej radioterapii fotonowej (energia fotonów powyżej 10 MeV) najbardziej istotne są reakcje jądrowe zachodzące w wyniku oddziaływania wysokoenergetycznych fotonów z elementami głowicy przyspieszacza liniowego zbudowanego z materiałów o dużej liczbie atomowej (m.in. wolfram, ołów, żelazo, tantal). W ich wyniku generowane są wysokoenergetyczne neutrony, które pośrednio deponują energię w ciele pacjenta, a tym samym są źródłem dodatkowego narażenia. Na **Rysunku 1** przedstawiono przekroje czynne reakcji fotonów dla wolframu wykorzystywanego jako materiał konstrukcyjny elementów głowicy medycznego akceleratora liniowego, gdzie widać, że prawdopodobieństwo zajścia tego typu reakcji ma charakter progowy. Dla atomów będących budulcem tkanki, ze względu na ich małe liczby atomowe, wtórne cząstki mające znaczenie w powyższych rozważaniach nie są generowane lub ich znaczenie z punktu widzenia planu terapeutycznego i ochrony radiologicznej jest pomijalne.



Rysunek 1. Przekroje czynne na reakcję jądrową typu (γ,n) dla trzech izotopów wolframu⁽¹⁵⁾. Procentowa zawartość izotopów wolframu w naturalnie występującym pierwiastku: ^{182}W (26,50%), ^{183}W (14,31%), ^{186}W (30,64%).

W przypadku protonów oraz ciężkich jonów stosowanych w radioterapii hadronowej sytuacja wygląda analogicznie. W radioterapii protonowej cząstki uzyskują energię kinetyczną o wartości od 70 MeV do 250 MeV⁽¹⁶⁾, podczas gdy w radioterapii jonami węgla jony osiągają energię rzędu 100 – 450 MeV/u⁽¹⁷⁾. Przy takich wartościach energii, oddziaływania jądrowe mogą zachodzić właściwie w każdym materiale – zarówno w elementach konstrukcyjnych linii przyspieszającej, układu kształtowania wiązki, gantry i stanowiska terapeutycznego, jak również w elementach pozycjonowania i w ciele pacjenta.

Podobnie jak w przypadku wysokoenergetycznego promieniowania fotonowego, tak i w tym przypadku, największą uwagę zwraca się na wtórne pola promieniowania mieszanego zawierającego znaczący udział neutronów o szerokim widmie energii. Neutrony, jako cząstki nieposiadające ładunku elektrycznego, nie są w stanie jonizować ośrodka w sposób bezpośredni. Z tego powodu ich “zasięg” w porównaniu z protonami czy ciężkimi jonami jest wielokrotnie większy. Podstawowymi procesami oddziaływania neutronów z materią są oddziaływania sprężyste z jądrami atomowymi (wskutek czego neutrony przekazują część energii kinetycznej) oraz reakcje jądrowe (w wyniku których generowane są obdarzone ładunkiem cząstki wtórne, odpowiadające za właściwą jonizację ośrodka). Prawdopodobieństwo oddziaływania neutronu z atomami ośrodka bardzo silnie zależy od izotopu pierwiastka, z którym neutron oddziałuje, oraz od energii kinetycznej neutronu. Biorąc

pod uwagę powyżej opisany charakter oddziaływania neutronów z materią, zagadnienie detekcji neutronów jest zagadnieniem złożonym oraz trudnym, bo opierającym się na rejestracji cząstek wtórnych będących produktami reakcji jądrowych neutronów z atomami ośrodka.

Neutrony mogą być nie tylko „niechcianymi produktami ubocznymi” stosowania wysokoenergetycznego promieniowania gamma, protonów czy ciężkich jonów, ale wykorzystywane są także do prowadzenia radioterapii. Możliwość zastosowania neutronów w medycynie do leczenia zmian nowotworowych, rozważana była właściwie natychmiast po eksperymentach Jamesa Chadwicka z 1932 roku potwierdzających istnienie nowego rodzaju promieniowania⁽¹⁸⁾. Już w 1936 roku John Lawrence i in. opublikowali pierwsze prace dotyczące wpływu działania neutronów na komórki analizując wyniki badań morfologicznych. W badaniach tych zarejestrowano pięciokrotny spadek liczby limfocytów we krwi obwodowej napromienionych szczurów w porównaniu z analogicznymi dawkami pochłoniętymi pochodzącymi od promieniowania rentgenowskiego⁽¹⁹⁾. W tym samym roku opublikowano pracę, w której określano dawki pochłonięte pochodzące od neutronów oraz promieniowania rentgenowskiego wystarczające do zniszczenia mysiej linii komórkowej mięsaka *Sarcoma 180 in vitro* oraz uśmiercenia zdrowych myszy *in vivo*⁽²⁰⁾. Kluczowym wynikiem tego eksperymentu było wskazanie, że neutrony charakteryzują się trzykrotnie większą efektywnością w zniszczeniu zdrowej tkanki myszy oraz czterokrotnie większą efektywnością zniszczenia komórek nowotworowych, wskazując na zwiększoną promieniowrażliwość komórek nowotworowych. W kolejnych latach prowadzono szereg badań zarówno na komórkach bakteryjnych, zwierzęcych, roślinnych, jak i na modelach zwierzęcych⁽²¹⁾. Wreszcie w 1938 roku Robert Stone (jako pierwszy) zastosował wiązkę neutronów prędkich do leczenia zmian nowotworowych, co można traktować jako początek klinicznego zastosowania tego rodzaju promieniowania w leczeniu nowotworów u ludzi *in vivo*^(22,23). Terapia nazywana FNT (ang. *Fast Neutron Therapy*) realizowana była przez wiele lat w ośrodkach na całym świecie, również w Polsce ^(24–28). Ze względu na zmniejszenie liczby ośrodków dysponujących odpowiednią aparaturą zainteresowanie FNT spadło, choć pokładana w niej była duża nadzieja na leczenie nowotworów o wysokim ryzyku wznowy miejscowej i guzów radioopornych. Do tej pory na świecie FNT poddano łącznie ponad 35 tysięcy pacjentów⁽²⁹⁾.

Ze względu na jądrowy charakter oddziaływania neutronów z atomami oraz fakt generowania wtórnych cząstek charakteryzujących się wysoką gęstością jonizacji, a co za tym idzie wysoką skuteczność biologiczną (ang. *Relative Biological Effectiveness, RBE*), narodził się pomysł zastosowania neutronów w terapii bimodalnej. Pierwszy etap tej formy terapii

polega na podaniu pacjentowi nośnika nuklidu o wysokim przekroju czynnym na reakcję z neutronami termicznymi, który preferencyjnie lokuje się w tkance nowotworowej. W drugim etapie tkanka nowotworowa poddawana jest napromienianiu wiązką neutronów o odpowiednim widmie energii, w wyniku czego na poziomie komórkowym zachodzi oddziaływanie z dostarczonym wcześniej nuklidem oraz lokalna depozycja energii powodująca zniszczenie tkanek nowotworowych. Najpowszechniej znane metody stosowania tego podejścia zrealizowane zostały w postaci terapii borowo-neutronowej (ang. *boron-neutron capture therapy, BNCT*), gdzie nośnik znakowany jest izotopem boru ^{10}B ^(30–33). Prowadzone były także badania nad wykorzystaniem innych nuklidów o wysokim przekroju czynnym na reakcję neutronu z jądrem atomowym, wśród których największe nadzieje wiązano z izotopem gadolinu ^{157}Gd . Ten rodzaj terapii określany jest jako Gd-NCT (ang. *gadolinium-neutron capture therapy*)^(34–36).

W ostatnim czasie prowadzone są także badania polegające na połączeniu terapii protonowej z mechanizmem stosowanym w BNCT. Pacjentowi podawany jest nośnik znakowany izotopem boru ^{11}B , który w wyniku reakcji jądrowej z protonem rozpada się na trzy cząstki alfa o wysokiej zdolności jonizacji. W literaturze ten rodzaj terapii określany jest jako PBCT (ang. *proton-boron capture therapy*)^(37–39) lub PBFT (ang. *proton-boron fusion therapy*).

Rozwinąć należy nieco kwestię oddziaływania neutronów z tkanką, zarówno w kontekście niepożądanego dodatkowego dawki podczas stosowania radioterapii fotonowej i hadronowej, jak również w przypadku celowego stosowania neutronów w radioterapii. Warto raz jeszcze podkreślić, że neutrony (jako cząstki pozbawione ładunku elektrycznego) nie powodują jonizacji ośrodka w sposób bezpośredni, a dopiero poprzez cząstki wtórne wytworzone wskutek oddziaływań niesprężystych z jądrami ośrodka. To właśnie te wtórne cząstki odpowiadają za jonizację ośrodka oraz właściwą depozycję energii kinetycznej niesionej przez wysokoenergetyczne neutrony. Mówimy tu o zależności skuteczności biologicznej neutronów od ich energii. Wpływa to bezpośrednio na wielkość narażenia oraz skutki oddziaływania neutronów z tkanką.

Dawka skuteczna⁽⁴⁰⁾ (wielkość służąca obliczeniom), E , definiowana jest jako suma ważonych dawek równoważnych, H_T , od zewnętrznego i wewnętrznego napromienienia tkanek i narządów, T , uwzględniając czynniki wagowe tkanki lub narządu, w_T :

$$E = \sum_T w_T H_T = \sum_T w_T \sum_R w_R D_{T,R} \quad (1)$$

gdzie w_R oznacza czynnik wagowy promieniowania R, $D_{T,R}$ oznacza uśrednioną dawkę pochłoniętą w objętości określonej przez tkankę lub narząd T. Obecnie obowiązujące wartości czynników wagowych promieniowania określone zostały przez Międzynarodową Komisję Ochrony Radiologicznej (ang. *International Commission on Radiation Protection, ICRP*) w rekomendacjach z 2007 roku⁽⁴⁰⁾ i zostały przedstawione w **Tabeli 1**, a dla neutronów dodatkowo, graficznie na **Rysunku 2**.

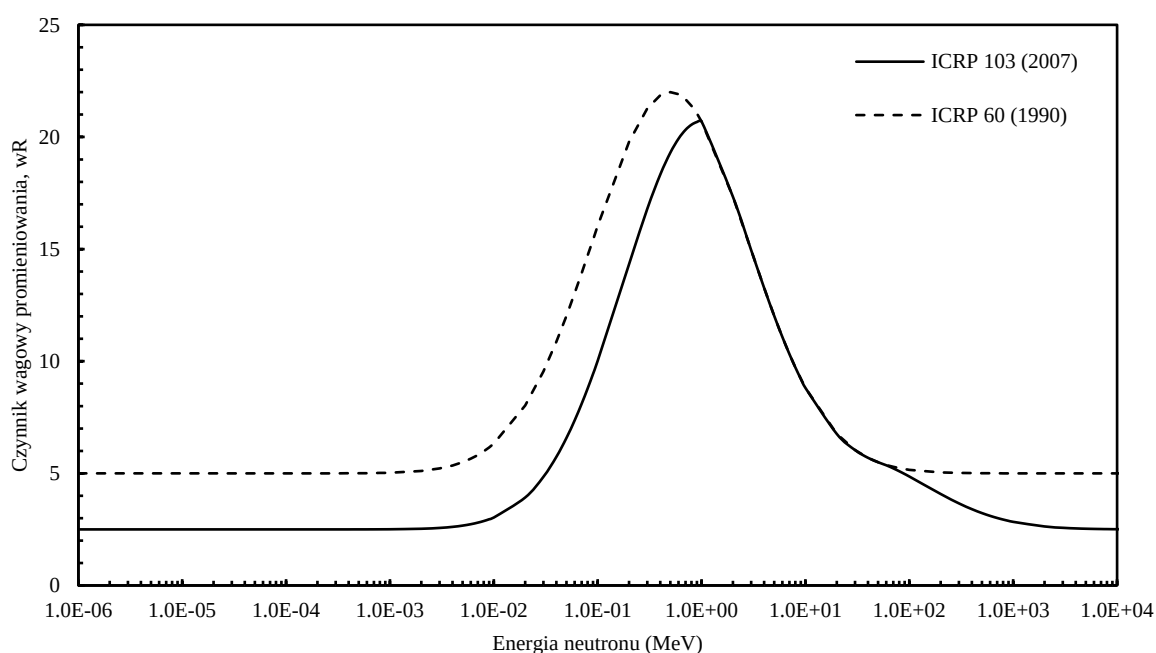
Tabela 1. Wartości czynnika wagowego promieniowania (w_R)⁽⁴⁰⁾.

Rodzaj promieniowania, R	Czynnik wagowy promieniowania, w_R
Fotony	1
Elektrony i miony	1
Protony i piony naładowane	2
Cząstki alfa, fragmenty rozszczepienia, ciężkie jony	20
Neutrony, $E_n < 1$ MeV	$2,5 + 18,2e^{-[\ln(E_n)]^2/6}$
Neutrony, $1 \text{ MeV} \leq E_n \leq 50 \text{ MeV}$	$5,0 + 17,0e^{-[\ln(2E_n)]^2/6}$
Neutrony, $E_n > 50 \text{ MeV}$	$2,5 + 3,25e^{-[\ln(0,04E_n)]^2/6}$

Na uwagę zasługuje fakt, że dla neutronów czynnik wagowy promieniowania zmienia swoją wartość od 2,5 do ponad 20 w zależności od energii neutronów, co podkreśla konieczność znajomości rozkładu strumienia neutronów w funkcji ich energii (widma energetycznego neutronów).

Z punktu widzenia dalszych rozważań dotyczących metod pomiarowych, zwłaszcza przy wykorzystaniu rekombinacyjnych komór jonizacyjnych, warto uzupełnić informacje o sposobie określenia czynników wagowych promieniowania. Na początku lat 60. w ochronie radiologicznej wartości czynnika wagowego promieniowania (w tamtym czasie nie mówiono *stricte* o czynniku) powiązane były ze współczynnikiem jakości promieniowania, Q jako funkcja liniowego przekazu energii, L określanego w rekomendacjach ICRP z 1977 roku jako $Q(L)$ ⁽⁴¹⁾. W kolejnych rekomendacjach ICRP z roku 1990⁽⁴²⁾, metoda określania czynnika wagowego promieniowania została zmieniona ze względu na wprowadzenie nowych wielkości dozymetrycznych, takich jak dawka równoważna i dawka skuteczna. ICRP wybrała ogólny zestaw czynników wagowych promieniowania, które były uważane za odpowiednie do

zastosowań w ochronie radiologicznej. Wartości w_R , zostały określone w oparciu o RBE dla różnych rodzajów promieniowania. Obecnie obowiązujące wartości czynników wagowych promieniowania w dużej mierze bazują na tych z roku 1990, ale np. w przypadku protonów i neutronów w wielu miejscach przyjmują zupełnie nowe wartości. Przyjęte wartości w_R uwzględniają wyniki eksperymentalnych badań RBE, które zachowują swoją ważność także dla skutków stochastycznych. Wartości RBE zbiegają do wartości maksymalnych dla danego rodzaju promieniowania wraz ze spadkiem dawki pochłoniętej od promieniowania⁽⁴³⁾.



Rysunek 2. Wartości czynnika wagowego promieniowania, w_R , dla neutronów w funkcji ich energii wg. rekomendacji ICRP z roku 1990⁽⁴²⁾ oraz 2007⁽⁴⁰⁾. Wartości w_R z roku 1990 przyjmują wartości dyskretne, natomiast dopuszczalne było aproksymowanie zależności zgodnie z zaprezentowaną krzywą.

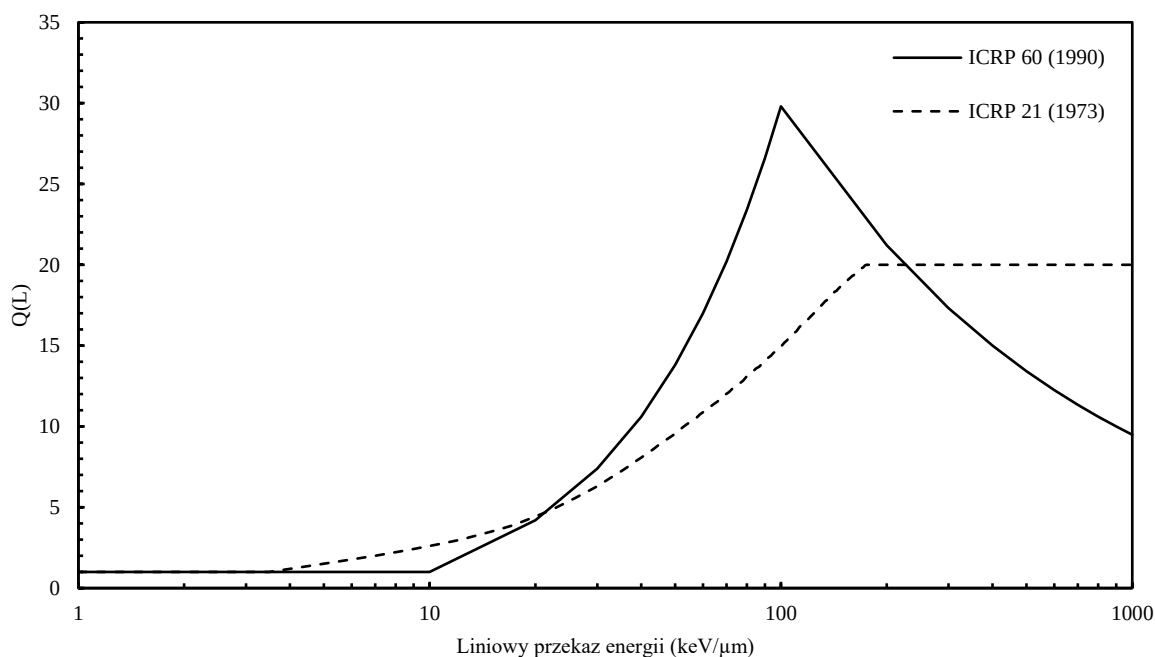
Nawiązując do wartości operacyjnych stosowanych w ochronie radiologicznej⁽⁴⁴⁾ oraz dodatkowo mając na uwadze pola promieniowania, w których występują neutrony o szerokim zakresie energii, należy podkreślić zależność współczynnika jakości promieniowania, Q od liniowego przekazu energii, $Q(L)$ ⁽⁴⁵⁾. Zależność ta charakteryzuje się tym, że jest uniwersalna i niezależna od rodzaju promieniowania (**Rysunek 3**). Obecnie obowiązujące wartości $Q(L)$ zostały wprowadzone przez ICRP w roku 1990⁽⁴²⁾, w celu określenia równoważnika dawki, H :

$$H = Q \cdot D = \int Q(L) D_L dL \quad (2)$$

gdzie D określa dawkę pochłoniętą w danym punkcie tkanki, Q współczynnik jakości danego rodzaju promieniowania w tym punkcie. Wartości $Q(L)$ bazują na wynikach badań radiobiologicznych prowadzonych na modelach komórkowych i molekularnych, jak również badań na zwierzętach⁽⁴³⁾. W przypadku neutronów, ze względu na różnorodność generowanych przez nie wtórnych cząstek naładowanych, szczególnie istotny jest sposób określania współczynnika jakości w postaci uwzględniającej rozkład dawki względem L :

$$Q = \frac{1}{D} \int_{L=0}^{\infty} Q(L) D_L dL \quad (3)$$

gdzie $D_L = \frac{dD}{dL}$ jest rozkładem D względem L dla wszystkich cząstek naładowanych (z pominięciem elektronów wtórnych) mających udział w dawce pochłoniętej w danym punkcie. Mowa jest tutaj o nieograniczonym L w wodzie.



Rysunek 3. Zależność współczynnika jakości promieniowania od liniowego przekazu energii, $Q(L)$, wg. rekomendacji ICRP z roku 1973⁽⁴⁶⁾ oraz 1990⁽⁴²⁾. Obecnie obowiązują nadal wartości z roku 1990.

Dla wszystkich rodzajów promieniowania, podstawową wielkością operacyjną służącą ocenie narażenia jest równoważnik dawki, H określany w danym punkcie uproszczonego fantomu w postaci kuli wykonanej z materiału równoważnego tkance (tzw. kula ICRU, 30 cm średnicy, gęstość 1 g/cm^3 , skład atomowy: 76,2% tlen, 11,1% węgiel, 10,1% wodór, 2,6% azot)⁽⁴⁷⁾. Ze względu na trudności w realizacji bezpośredniego pomiaru równoważnika dawki

w przypadku pól mieszanych/neutronowych wynikające z założeń definicji oraz rozbieżności z rzeczywistymi polami poszukiwano innej wielkości operacyjnej. W związku z tym z metrologicznego punktu widzenia podstawową wielkością charakteryzującą pole neutronowe jest energetyczny i kierunkowy rozkład fluencji neutronów, Φ_E . Zależności między fluencją neutronów i równoważnikiem dawki doprowadziły do konieczności wyliczenia współczynników przeliczeniowych fluencji na równoważnik dawki⁽⁴⁸⁾:

$$H = \int h_{\Phi}(E)\Phi_E dE \quad (4)$$

gdzie H oznacza równoważnik dawki (przestrzenny lub indywidualny), $h_{\Phi}(E)$ odpowiadający współczynnik przeliczeniowy fluencji na dawkę, Φ_E energetyczny rozkład fluencji neutronów.

Ze względu na to, że maksymalna energia generowanych neutronów może wynosić 250 MeV⁽⁴⁹⁾, widmo energetyczne neutronów rozciąga się nawet do dwunastu rzędów wielkości. Powoduje to duże trudności pomiarowe ze względu na brak dostępnych urządzeń pozwalających na określenie równoważnika dawki w tak szerokim zakresie energii neutronów. Niesie za sobą to także konsekwencje w postaci złożonych odpowiedzi tkanki i powoduje, że analiza narażenia w nieznanym polu promieniowania mieszanego ($n+\gamma$) pochodzącego od neutronów wymaga znajomości widma promieniowania neutronowego.

Podsumowując, fizyczne wielkości służące określaniu równoważnika dawki, H (takie jak fluencja neutronów, Φ_E czy dawka pochłonięta, D) są w ogólności mierzalne. Z drugiej strony współczynnik jakości promieniowania powszechnie uważany jest raczej jako konwencja, niż wielkość fizyczna (współczynnik wagowy bazujący na danych biologicznych). Jednak z punktu widzenia stosowania metod i detektorów rekombinacyjnych do monitorowania pól promieniowania mieszanego, koncepcja wyznaczania estymatora współczynnika jakości promieniowania jest aktualna także z metrologicznego punktu widzenia.

Biorąc pod uwagę tematykę niniejszej rozprawy, tj. wyznaczanie przestrzennego równoważnika dawki oraz widma promieniowania neutronowego, należy raz jeszcze podkreślić, że $H^*(10)$ jest obecnie podstawową wielkością operacyjną, używaną powszechnie w ochronie radiologicznej w celu określenia poziomu narażenia ludzi na rozproszone promieniowanie jonizujące. Zależy od energii i rodzaju padającego promieniowania. Do określenia $H^*(10)$ w polach promieniowania neutronowego, w zależności od koncepcji, niezbędne jest wyznaczenie:

- a) widma energetycznego neutronów, Φ_E i zastosowania współczynników przeliczeniowych fluencja-dawka, $h_\Phi(E)$;
- b) dawki pochłoniętej, D oraz współczynnika jakości promieniowania, Q.

2. Cel i znaczenie rozprawy

Celem niniejszej rozprawy było opracowanie nowych i uzupełnienie dotychczasowych metod wyznaczania równoważnika dawki oraz widma promieniowania neutronowego w polach promieniowania mieszanego o nieznanym składzie i widmie energii neutronów. W ramach pracy powstały nowe metody spektrometryczne i dozymetryczne, a także przeprowadzone zostały badania o charakterze podstawowym dotyczące zjawiska rekombinacji początkowej jonów w gazie równoważnym tkance stosowanym w rekombinacyjnych komorach jonizacyjnych.

W ramach zrealizowanych prac wykorzystywane były trzy metody pomiarowe w polach promieniowania mieszanego ($n+\gamma$):

- a) Metoda pasywna, oparta na specjalnie opracowanym i skonstruowanym spektrometrze pasywnym SWP-1 [B,G], w którym detektory termoluminescencyjne (TLD) ułożone są w kilku warstwach w kuli wykonanej z materiału pełniącego rolę moderatora neutronów. W centrum kuli można umieścić detektor neutronów termicznych lub (wymienne) komorę rekombinacyjną, umożliwiającą uzyskanie informacji na temat jakości promieniowania w danym punkcie pola. Metoda jest nowatorskim rozwinięciem stosowanej powszechnie spektrometrii kul Bonnera⁽⁵⁰⁾. Metoda stosowana jest do pomiarów środowiskowych w mieszanych polach promieniowania jonizującego ($n+\gamma$).
- b) Metoda aktywna, oparta na rekombinacyjnej komorze wielosygnałowej, z elektrodami polipropylenowymi, pełniącymi jednocześnie rolę moderatora [A,F]. Sygnał komory mierzony jest na każdej z elektrod pomiarowych. Metoda przeznaczona jest do prowadzenia pomiarów bezpośrednio w wiązce promieniowania neutronowego.
- c) Metoda aktywna bazująca na równoważnej tkance, rekombinacyjnej komorze jonizacyjnej typu REM-2 [C,D,E]. Metoda jest stosowana do prowadzenia pomiarów środowiskowych. Umożliwia uzyskanie informacji zarówno o przestrzennym równoważniku dawki oraz jego składowych tj. dawce pochłoniętej w tkance i rekombinacyjnym wskaźniku jakości promieniowania^(51,52), RIQ będącym estymatorem współczynnika jakości promieniowania Q, jak również o rozkładach dawki względem liniowego przekazu energii, L a więc rozkładach mikrodozymetrycznych.

Prace będące przedmiotem rozprawy obejmują swym zakresem problematykę dozymetrii promieniowania neutronowego, jako składowej pól i wiązek mieszanych występujących wokół

akceleratorów terapeutycznych, a także akceleratorowych i reaktorowych stanowisk badawczych. Wyniki tych prac dostarczają nowej wiedzy i rozwiązań, które z powodzeniem można zastosować w praktyce dozymetrycznej w wyżej wymienionych zastosowaniach.

3. Metody

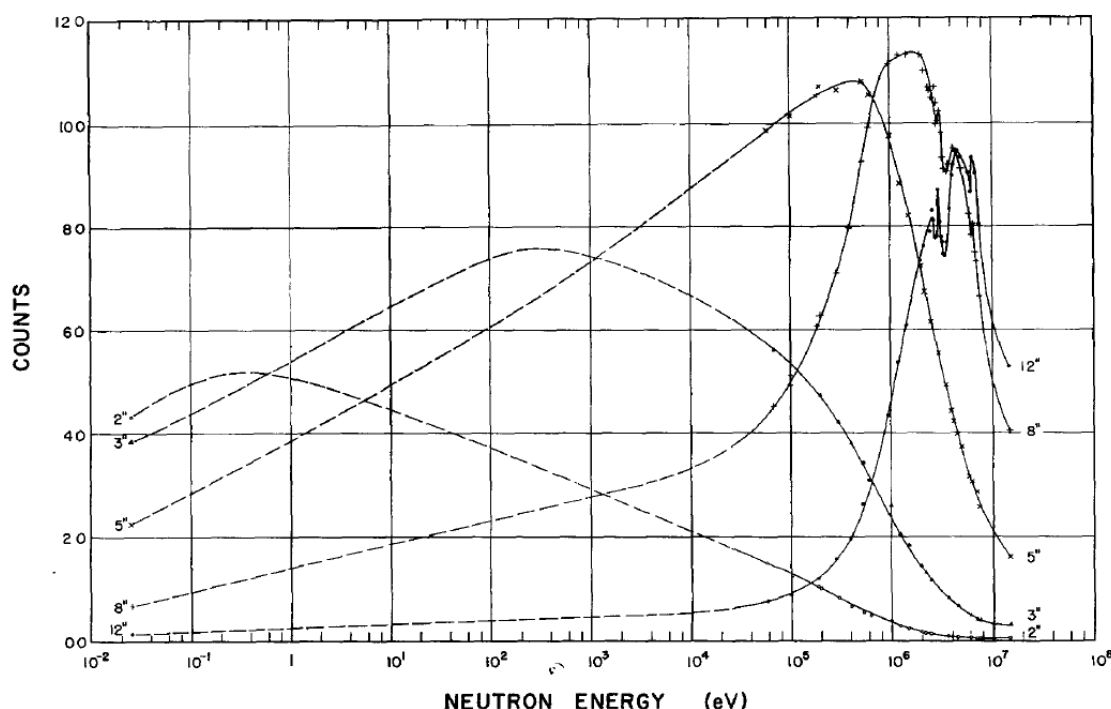
Opisane w ramach rozprawy metody bazują na stosowanych i dobrze znanych, lecz nadal niedoskonałych, metodach charakterystyki pól promieniowania mieszanego, w których neutrony o szerokim widmie energetycznym mają znaczący udział. Mówiąc o charakterystyce mamy na myśli określenie jakościowych parametrów pola promieniowania uwzględniających rozkłady dawki lub fluencji względem odpowiednio ograniczonego L lub energii kinetycznej neutronów. W związku z tym, w niniejszym rozdziale przedstawiono syntetycznie informacje o metodach będących podstawą zrealizowanych w ramach rozprawy prac.

Wszystkie metody opisane w niniejszej rozprawie realizowane były w ramach współpracy Instytutu Metrologii i Inżynierii Biomedycznej Politechniki Warszawskiej (IMiIB PW) oraz Działu Dozymetrii Promieniowania Mieszanego Narodowego Centrum Badań Jądrowych (DDPM NCBJ).

3.1. Spektrometria bazująca na kulach Bonnera

Obszerne przeglądy metod spektrometrii neutronowej znaleźć można m.in. w pracach Davida Thomasa^(53,54) i Franca Brooksa^(55,56). Opisane w rozprawie prace związane są z najbardziej powszechną, pomiarową metodą wyznaczania widma promieniowania neutronowego jaką jest metoda wykorzystująca detektor neutronów termicznych umieszczony centralnie, w kulistych moderatorach wykonanych z polietylenu o różnych średnicach^(57–59). Metoda ta, określana tu jako MSBSS (ang. *Multi-Sphere Bonner Sphere Spectrometry*), oryginalnie zaproponowana została przez Richarda Brambletta, Ronalda Ewinga i Toma Bonnera⁽⁵⁰⁾. Jako detektor neutronów termicznych, wykorzystano wzbogacony w ^6Li (do 96,1%), scyntylator w postaci kryształu jodku litu $^6\text{LiI}(\text{Eu})$ oraz zestaw pięciu polietylenowych kul o średnicy od 2 do 12 cali. Następnie wykonano wzorcowanie detektora w funkcji energii neutronów w zakresie od 50 keV do 15,1 MeV wykorzystując neutrony monoenergetyczne

pochodzące z reakcji jądrowych, w wyniku czego otrzymano funkcje odpowiedzi dla pięciu zestawów: kryształ ${}^6\text{LiI}(\text{Eu})$ + moderator o danej średnicy (**Rysunek 4**).



Rysunek 4. Odpowiedzi detektora ${}^6\text{LiI}(\text{Eu})$ z moderatorem w postaci kul o średnicy od 2 do 12 cali⁽⁵⁰⁾.

Ze względu na to, że w praktyce badane pole promieniowania zawiera neutrony o szerokim widmie energetycznym (od pojedynczych meV do dziesiątków lub nawet setek MeV), odpowiedź detektora MSBSS będzie zależna od grubości materiału moderującego. Przykładowo dla neutronów termicznych detektor w ogóle nie powinien posiadać moderatora (ang. *bare detector*), a dla neutronów o energii 1 MeV maksymalna odpowiedź detektora uzyskiwana jest dla moderatora o średnicy 12 cali. Odpowiedzi detektorów w zależności od energii neutronów nazywane są funkcjami odpowiedzi i na ogół otrzymywane są w wyniku modelowania metodą Monte Carlo (ang. *Monte Carlo Method, MCM*)^(60,61). W miarę możliwości, uzyskane odpowiedzi waliduje się w monoenergetycznych polach promieniowania neutronowego o wybranych energiach^(62,63).

Odpowiedź detektora M_d posiadającego funkcję odpowiedzi $R_d(E)$ w badanym polu promieniowania neutronowego o widmie energetycznym $\Phi_E(E)$ określona jest jako:

$$M_d = \int R_d(E) \Phi_E(E) dE \quad (5)$$

i może zostać przybliżona za pomocą sumy:

$$M_d = \sum R_d(E_i) \Phi_E(E_i) \Delta E_i \quad (6)$$

gdzie $\Phi_E(E_i) \Delta E_i$ jest fluencją neutronów w i-tym przedziale energii o szerokości ΔE_i określonym wokół energii E_i , a $R_d(E_i)$ jest odpowiedzią detektora dla neutronów z grupy i.

Znając funkcje odpowiedzi wszystkich konfiguracji zestawu detektor - moderator oraz podstawowe informacje o badanym polu promieniowania, możliwe jest odtworzenie widma neutronów w badanym polu (dekonwolucja widma neutronowego; ang. *unfolding, deconvolution*)^(64,65). Nie jest to zagadnienie proste, dlatego że liczba detektorów stosowanych w trakcie pomiarów (kilka - kilkanaście odpowiedzi) jest zdecydowanie mniejsza niż liczba przedziałów energetycznych w docelowym widmie (równanie całkowe Fredholma I rodzaju).

Matematyczne metody dekonwolucji widma neutronowego można podzielić na kilka klas zebranych i opisanych szczegółowo przez Marcela Reginatto⁽⁶⁵⁾, m.in.

- odwrócenie macierzy i rozkład według wartości osobliwych, co jednak prowadzi do widm, które są нефizyczne, z silnymi oscylacjami i ujemnymi wartościami fluencji;
- metody regularyzacji, np. regularyzacja liniowa i regularyzacja nieliniowa;
- dopasowanie widma metodą najmniejszych kwadratów;
- metoda estymacji parametrów;
- iteracyjne metody odtwarzania widma;
- zasada maksymalnej entropii;
- metody stochastyczne, np. metoda Monte Carlo, algorytmy genetyczne, sieci neuronowe.

Obecnie najczęściej stosowane narzędzia pozwalające na odtworzenie widma neutronów bazują na: metodach iteracyjnych – kod GRAVEL⁽⁶⁶⁾ i kod FRUIT⁽⁶⁷⁾, metodach maksymalnej entropii – kod MAXED^(68,69), oraz analizie Bayesowskiej^(70,71).

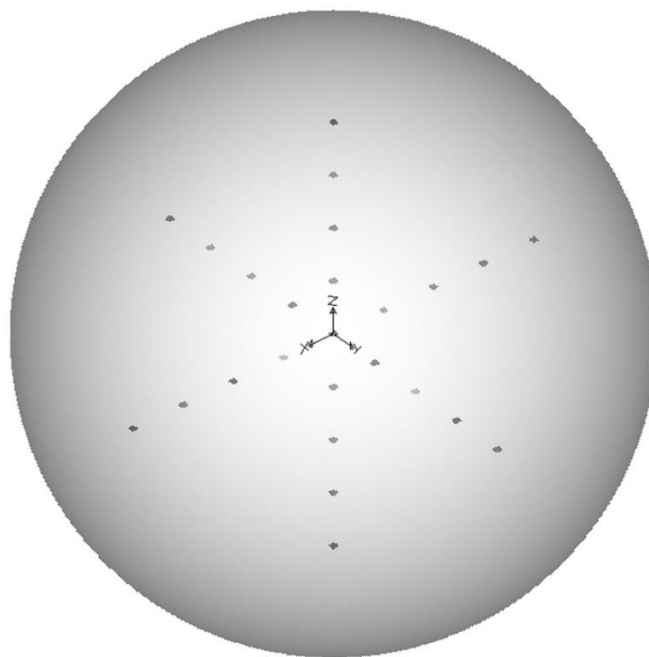
Jako detektory neutronów termicznych stosowanych w układach typu BSS (ang. *Bonner Sphere Spectrometry*) stosowane mogą być zarówno rozwiązania aktywne jak i pasywne. Istotne jest, aby wybrany detektor zawierał materiał charakteryzujący się wysokim przekrojem czynnym na reakcję z neutronami termicznymi. Detektorem neutronów termicznych może być układ aktywny wykorzystujący np. kryształy scyntylacyjne lub inne detektory zbudowane

z materiałów o wysokim przekroju czynnym na reakcję z neutronami termicznymi np. proporcjonalne liczniki helowe $^3\text{He}^{(60)}$ czy liczniki proporcjonalne wypełnione trójfluorkiem boru $^{10}\text{BF}_3^{(72)}$. Wśród układów pasywnych znaleźć można układy oparte na detektorach aktywacyjnych (np. $\text{Au}^{(63)}$, $\text{Dy}^{(73)}$) lub na detektorach luminescencyjnych (np. TLD^(74–76)).

Niektóre z obecnie stosowanych zestawów kul Bonnera tzw. ERBSS (ang. *Extended Range Bonner Sphere Spectrometry*)^(77,78), poza kulami o standardowych wymiarach, zawierają specjalne kule, w których umieszcza się wkładki wykonane z metalu (np. Pb) umożliwiające prowadzenie pomiarów widma neutronów powyżej 20 MeV, co ma znaczenie m.in. w pomiarach wokół hadronowych akceleratorów medycznych^(79,80) czy w pomiarach wysokoenergetycznego promieniowania kosmicznego⁽⁸¹⁾.

Problematyczność stosowania wielu kulistych moderatorów polietylenowych o różnych średnicach w tym samym punkcie pomiarowym wymusza konieczność prowadzenia długotrwałych pomiarów oraz wysokiej precyzji odtwarzania geometrii pomiaru przy każdorazowej zmianie moderatora. Dodatkowo, przy pomiarach realizowanych w zmiennych w czasie polach promieniowania, pojawia się problem monitorowania tych zmian i stosowania odpowiednich korekcyjnych uzyskanych wyników. W związku z tym, pod koniec lat 90. pojawiły się pierwsze prace, w których zamiast zestawu kul Bonnera stosowano jedną kulę z kilkoma detektorami lub z detektorem, którego pozycja mogłaby się zmieniać we wnętrzu moderatora^(82–84). Zaproponowane rozwiązania mają niewątpliwą zaletę polegającą na jednym ustawieniu geometrii pomiarowej przez cały czas trwania pomiarów. W dalszej części pracy, dla odróżnienia od MSBSS, powyżej opisana metoda oznaczana jest jako SSBSS (ang. *Single-Sphere Bonner Sphere Spectrometry*).

W 2008 roku Mercedes Lis i in. opublikowali prace pokazujące możliwość zastosowania detektorów TLD w SSBSS^(85,86). Zastosowali oni układ oparty na kuli polietylenowej o średnicy 12 cali oraz detektorach LiF:Ti,Mg TLD-600 umieszczonych w trzech prostopadłych do siebie płaszczyznach (po dziewięć detektorów w każdym kierunku) co pokazano na **Rysunku 5**. Detektory to prostopadłościenne pastylki o wymiarach $0,3 \times 0,3 \times 0,09 \text{ cm}^3$ o wzbogaceniu 94,9% w ^6Li .

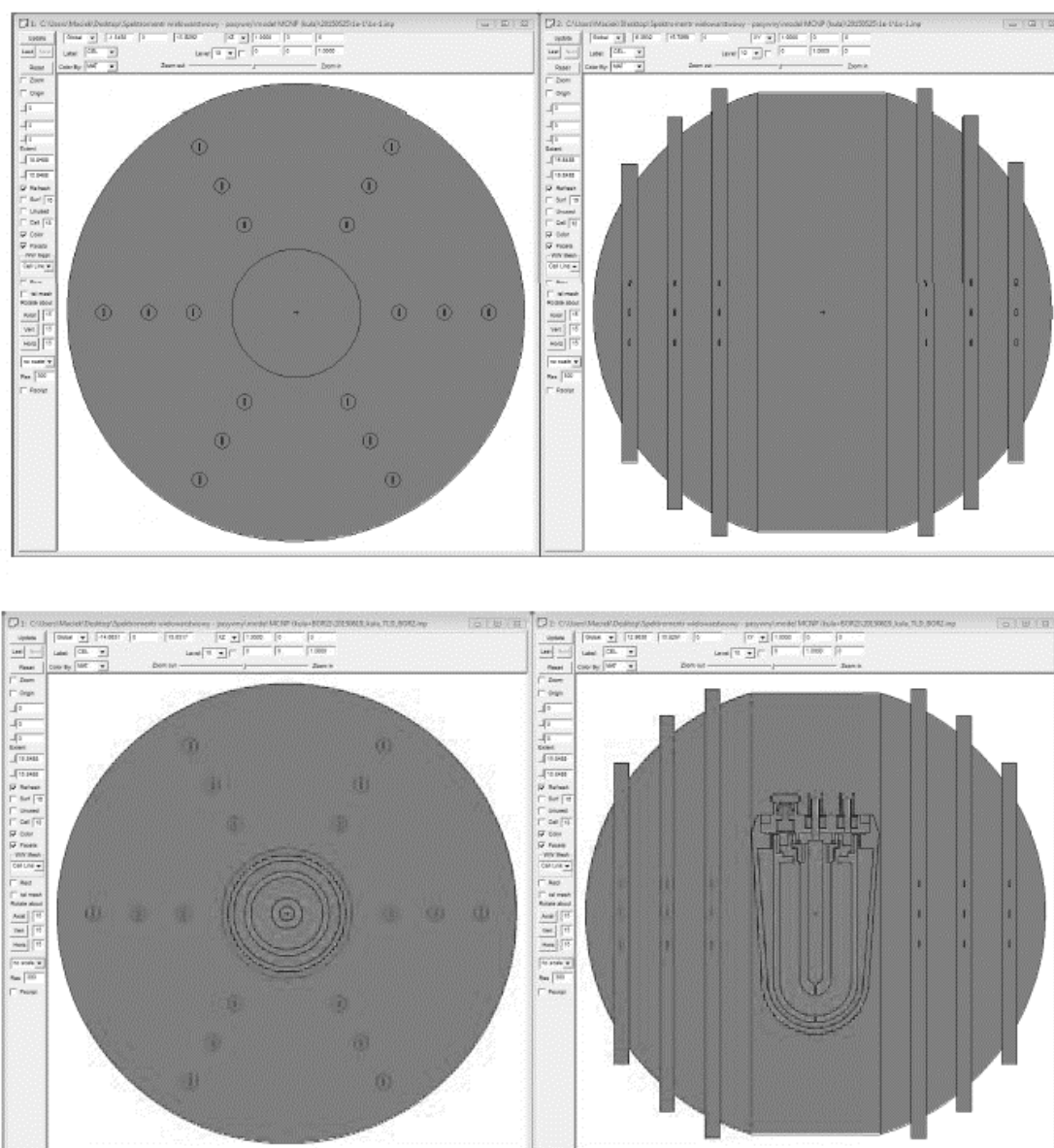


Rysunek 5. Rozmieszczenie detektorów TLD-600 w polietylenowej kuli o średnicy 12 cali według koncepcji Lis i in.⁽⁸⁶⁾

Zastosowanie układu z pojedynczą kulą polietylenową pełniącą rolę moderatora dla umieszczonych wewnątrz pasywnych detektorów neutronów termicznych pozwala na wyeliminowanie problemów typowych dla układów aktywnych takich jak: wrażliwość układu na zakłócenia sygnału, zależność od szerokości impulsów, efekt spiętrzania impulsów, duży czas martwy układu.

W ramach niniejszej dysertacji [A] zaproponowano układ oparty na 12 calowej polietylenowej kuli pełniącej rolę moderatora z detektorami TLD umieszczonymi wewnątrz kuli w zupełnie nowej konfiguracji (**Rysunek 6**). W stosunku do rozwiązania Lis i in.:

- wprowadzono promieniowe rozmieszczenie detektorów na trzech różnych głębokościach odpowiadających kulom o średnicach 2 cale, 4 cale oraz 6,5 cala; zestawy detektorów umieszczono równomiernie co 60° ;
- zastosowano detektory typu MTS (LiF:Mg,Ti)⁽⁸⁷⁾, tj. MTS-6 o wzbogaceniu ^6Li powyżej 99,9% oraz MTS-7 o wzbogaceniu ^7Li około 95%;
- wprowadzono możliwość pracy hybrydowej poprzez umieszczenie w centralnej części kuli wypełnionej BF_3 komory jonizacyjnej typu B2 (oznaczanej także jako BOR-2)⁽⁸⁸⁾.



Rysunek 6. Rozmieszczenie detektorów MTS-6 w polietylenowej kuli o średnicy 12 cali według nowej koncepcji. Na rysunku pokazano dwa warianty: bez komory B2 (na górze), oraz z komorą B2 umieszczoną w centralnej części kuli (na dole)^(89,90).

Zaproponowany układ, oznaczony symbolem SWP-1 (Spektrometr Wielowarstwowy Pasywny) umożliwia określenie:

- widma energetycznego neutronów;
- wartości przestrzennego równoważnika dawki na podstawie określonego widma promieniowania neutronowego;
- kierunku propagacji neutronów;

- dodatkowych jakościowych parametrów pola (w przypadku wykorzystania komory B2).

Układ stosowany może być w polach promieniowania mieszanego zawierających składową neutronową o widmie energetycznym do 20 MeV.

3.2. Komora wielosygnałowa

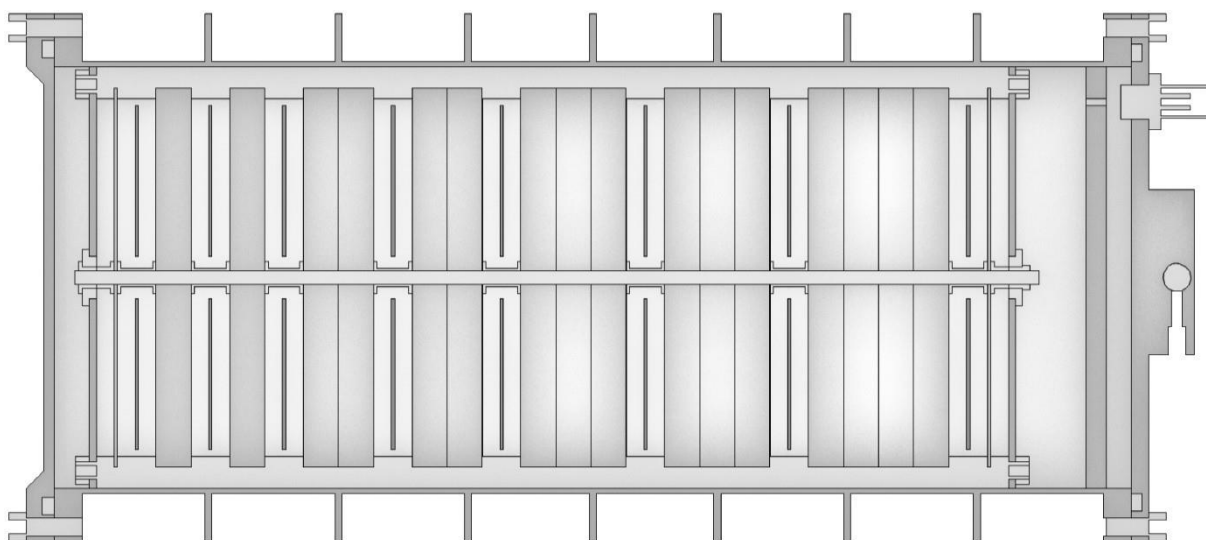
W odróżnieniu od standardowych układów typu kule Bonnera, które stosowane są w przypadku charakterystyki wtórnych pól promieniowania neutronowego, charakterystyka wiązek neutronowych ze względu na dużo większe gęstości strumienia neutronów stanowi oddzielną klasę metod pomiarowych i w zasadzie uniemożliwia przeniesienie metod oceny pól promieniowania rozproszonego w sposób bezpośredni. Przykładowo, relatywnie duży czas martwy eliminuje możliwość zastosowania w tym celu liczników proporcjonalnych i układów na nich opartych. Praktyczne zastosowanie wiązek neutronowych w radioterapii (np. BNCT, FNT) wiąże się z koniecznością znajomości energetycznego widma promieniowania neutronowego – wynika to z silnej zależności RBE wtórnych cząstek generowanych w wyniku reakcji jądrowych od energii początkowej neutronów, a także wymagań stawianych wobec parametrów fizycznych wiązki.

Do określania jakościowych oraz ilościowych parametrów wiązek neutronów stosowanych w radioterapii stosowane są zarówno metody pasywne jak i metody aktywne^(91–95). Ze względu na długi czas trwania pomiaru oraz długi czas trwania analizy otrzymanych wyników, praktyczne stosowanie metod pasywnych w wielu przypadkach jest podyktowane brakiem alternatywnych rozwiązań opartych na metodach aktywnych.

Ograniczając metody do metod pozwalających na określenie widma promieniowania wiązki neutronowej, rutynowo stosowane są metody pasywne oparte na foliach aktywacyjnych, chociaż w ostatnich latach pojawiają się metody aktywne oparte na diodach PIN⁽⁹⁶⁾ czy scyntylatorach organicznych⁽⁹⁷⁾.

W związku z tym, bazując na doświadczeniach zdobytych przez zespoły IMiB PW oraz DDPM NCBJ przy okazji projektowania i konstruowania innych detektorów promieniowania mieszanego, zaprojektowano i wykonano specjalną ciśnieniową komorę jonizacyjną przeznaczoną do prowadzenia pomiarów w wiązce promieniowania neutronowego o szerokim zakresie energii i wysokiej gęstości strumienia neutronów^(98,99).

Komora wielosygnałowa, oznaczona symbolem KW-1, jest płasko-równoległą, równoważną tkance komorą jonizacyjną, docelowo wypełnianą gazem równoważnym tkance opartym na metanie o ciśnieniu do 1 MPa. Jest komorą cylindryczną, zawierającą siedem elektrod polaryzujących wykonanych z polipropylenu przewodzącego, pełniących jednocześnie rolę moderatora neutronów o różnej grubości i tworzących osiem czynnych objętości komory (**Rysunek 7**). W centralnej części każdej objętości czynnej znajduje się elektroda pomiarowa wykonana z aluminium zbierająca wytworzony w gazie w skutek jonizacji ładunek elektryczny. Odległość międzyelektrodowa to 5 mm, grubość moderatora polipropylenowego zawiera się w zakresie od 10 mm do 160 mm. Aby odpowiedź komory KW-1 była zależna od energii neutronów, elektrody stanowiące objętości czynne pokryte są 26 μm warstwą węgla boru, $^{10}\text{B}_4\text{C}$.



Rysunek 7. Komora wielosygnałowa, KW-1 – przekrój osiowy. Okno wejściowe dla wiązki z lewej strony komory, widoczne elektrody polaryzujące pełniące rolę moderatora o grubości od 10 mm do 160 mm. Wizualizacja wykonana za pomocą graficznego interfejsu użytkownika Flair⁽¹⁰⁰⁾.

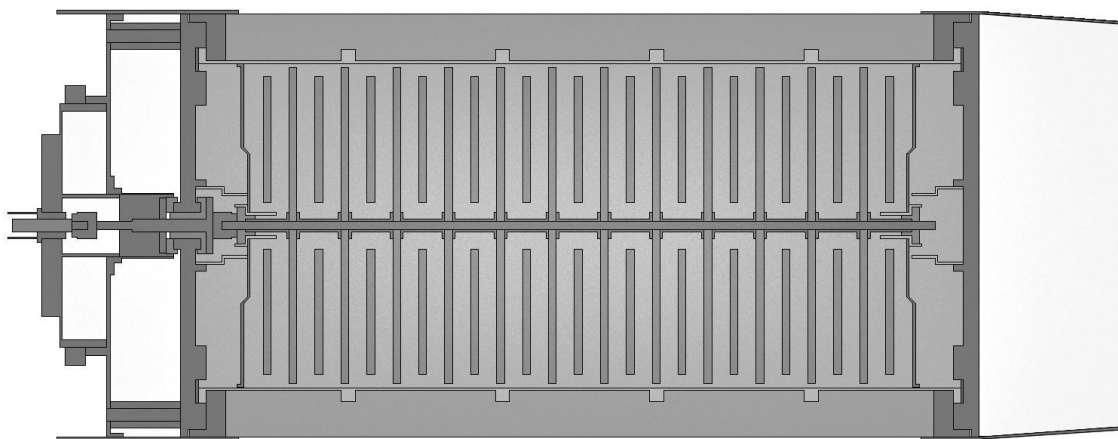
Konstrukcja komory umożliwia akwizycję sygnału z każdej z ośmiu objętości czynnych w sposób niezależny i jednoczesny. Dzięki temu możliwe jest prowadzenie pomiarów i akwizycji danych w skróconym czasie, np. stosując kartę akwizycji 6522 *Voltage/Low Current Scanner Card*⁽¹⁰¹⁾ w połączeniu z elektrometrem Keithley® 6517B⁽¹⁰²⁾ lub elektrometr wielokanałowy.

3.3.Rekombinacyjne komory jonizacyjne

Rekombinacyjne komory jonizacyjne to klasa detektorów promieniowania jonizującego przeznaczona do prowadzenia pomiarów dozymetrycznych w polach mieszanych, zawierających co najmniej dwie składowe promieniowania np. $n+\gamma$. W ogólności, komora rekombinacyjna jest definiowana jako komora dozymetrycznie równoważna tkance, dzięki elektrodom wykonanym z materiału równoważnego tkance i wypełnieniu gazem równoważnym tkance pod ciśnieniem. Istotą działania komór tej klasy jest uzyskanie dominacji lokalnej rekombinacji jonów w gazie wypełniającym komorę nad innymi rodzajami rekombinacji, szczególnie rekombinacją objętościową⁽¹⁰³⁾. W zależności od zastosowanej metody pomiarowej, konieczne jest wykonanie pomiaru dla kilku wybranych wartości napięcia polaryzującego lub wyznaczenie pełnej charakterystyki nasycenia komory^(104–106). W wybranych metodach rekombinacyjnych stosowane są także zestawy komór różniących się wybranymi parametrami.

Praktyczne zastosowanie rekombinacyjnych komór jonizacyjnych obejmuje prowadzenie pomiarów dozymetrycznych:

- wokół liniowych medycznych akceleratorów terapeutycznych^(13,107,106);
- w ośrodkach radioterapii protonowej^(108,109);
- w terapeutycznych wiązkach neutronowych wysokich energii^(110,111);
- przy terapii borowo-neutronowej^(112,113);
- we wtórnych, słabo określonych polach promieniowania mieszanego w środowisku pracy, włączając w to: akceleratory wysokich energii, generatory neutronowe;
- wokół źródeł izotopowych oraz monoenergetycznych źródeł neutronów powstających w wyniku reakcji jądrowych typu (p,n) i (d,n) w laboratoriach wzorcujących.



Rysunek 8. Przekrój osiowy modelu rekombinacyjnej komory jonizacyjnej typu REM-2. Wizualizacja wykonana za pomocą graficznego interfejsu użytkownika Flair⁽¹⁰⁰⁾.

W ramach niniejszej rozprawy stosowana była, opracowana w Instytucie Badań Jądrowych (obecnie NCBJ) i produkowana przez Zjednoczone Zakłady Urządzeń Jądrowych POLON w Bydgoszczy, rekombinacyjna komora jonizacyjna typu REM-2^(104,114). Przygotowany przeze mnie model tej komory do prowadzenia symulacji Monte Carlo przedstawiono na **Rysunku 8** [C, E]. Jest to cylindryczna, równoważna tkance komora jonizacyjna, zawierająca zestaw elektrod w układzie płasko-równoległym. Komora wypełniona jest gazem równoważnym tkance będącym mieszaniną metanu i azotu (5%) o ciśnieniu około 1 MPa. W ramach prac pomiarowych komora współpracowała z elektrometrem Keithley® 6517B, którego zadaniem była akwizycja wytworzonego w objętości czynnej komory ładunku jonizacji oraz podawanie napięcia polaryzującego w sposób umożliwiający zastosowanie rekombinacyjnych metod pomiarowych.

W ogólności, w celu wyznaczenia równoważnika dawki za pomocą komory rekombinacyjnej równoważnej tkance niezbędne jest wyznaczenie dawki przestrzennej D^* (10) oraz współczynnika jakości promieniowania Q , który charakteryzuje biologiczną skuteczność promieniowania, bazując na gęstości jonizacji wzdłuż torów cząstek naładowanych w tkance. Q jest definiowane jako funkcja nieograniczonego liniowego przekazania energii, L_∞ (L lub LET) przez cząstki naładowane w wodzie. W jonizacyjnych komorach rekombinacyjnych powiązано zjawisko rekombinacji początkowej jonów z liniowym przekazaniem energii, dzięki czemu możliwe jest, za pomocą rekombinacyjnego wskaźnika jakości, RIQ estymowanie współczynnika jakości promieniowania, Q a także wyznaczenie dawki pochłoniętej w tkance.

Odpowiednio skonstruowane komory rekombinacyjne służą też jako fantomy do symulacji pochłaniania i rozpraszania promieniowania w ciele człowieka. Ze względu na jądrowy charakter oddziaływania neutronów z materiałem ośrodka oraz na silną zależność prawdopodobieństwa zajścia poszczególnych oddziaływań z materią od energii oraz składu izotopowego rozpatrywanego materiału, do obliczeń wpływu promieniowania na tkanki konieczne jest określenie widma promieniowania neutronowego oraz przekrojów czynnych na poszczególne reakcje. Z tego względu metody obliczeniowe dają zadowalającą dokładność tylko w dobrze znanych polach promieniowania (głównie wzorcowych) i przy energiach neutronów nieprzekraczających 20 MeV. W przypadku pól promieniowania rozproszonego konieczne jest stosowanie metod pomiarowych uzupełnianych obliczeniami numerycznymi.

4. Wyniki

Poniżej przedstawiono podsumowanie wyników uzyskanych w ramach prac stanowiących podstawę niniejszej rozprawy. Szczegółowy opis wyników, w tym tabele i wykresy, można znaleźć w odpowiednich artykułach stanowiących przedmiot niniejszej rozprawy. Artykuły te zostały zamieszczone w Załączniku A.

4.1. Pasywna spektrometria neutronowa - spektrometr SWP-1

W publikacji [B] przedstawiłem konstrukcję spektrometru SWP-1. Przedstawiono tam także wyniki odpowiedzi spektrometru w którym zostały umieszczone detektory TLD typu MTS-6 oraz MTS-7 dla wybranych pól promieniowania neutronowego^(115,116) znajdujących się w laboratorium wzorującym Działu Kalibracji Aparatury Dozymetrycznej w NCBJ (aktualnie obowiązujący Certyfikat Akredytacji Nr AP 070 z dnia 03.07.2019 r.).

Przeprowadzone badania pozwoliły na określenie rozkładu dawek pochodzących od składowej gamma (detektory typu MTS-7) oraz od składowej neutronowej (detektory typu MTS-6). Przy zastosowaniu izotopowych źródeł neutronowych $^{239}\text{Pu-Be}$ i ^{252}Cf możliwe było określenie zakresu stosowalności zaproponowanej średnicy polietylenowego moderatora kulistego do uproszczonej spektrometrii neutronowej w polach promieniowania mieszanego w odniesieniu do przestrzennego równoważnika dawki, w szczególności składowej neutronowej. Dodatkowo w ramach prowadzonych prac wykonano pomiary z zastosowaniem filtrów modyfikujących widmo energetyczne neutronów (filtr żelazny oraz filtr parafinowy), a także zastosowano inne niż domyślne ustawienie kątowe spektrometru w celu oceny odpowiedzi detektorów TLD w zależności od ustawienia spektrometru względem źródła promieniowania.

W ramach badań opisanych w tej publikacji, wykonałem model geometryczny spektrometru w dwóch wariantach: z centralnie umieszczoną rekombinacyjną komorą jonizacyjną typu B2⁽⁸⁸⁾, jak również w wariantcie bez komory – z centralnym wypełnieniem z wykorzystaniem materiału równoważnego rzeczywistemu moderatorowi. Przygotowane modele posłużyły do określenia funkcji odpowiedzi detektorów na fluencję neutronów w zakresie energii od 1 meV do 100 MeV. Energię neutronów, dla których prowadzono symulacje, dobrano przy założeniu jednej energii na dekadę w zakresie obejmującym neutrony termiczne o energii od około 25 meV do energii maksymalnej wynikającej z ograniczonych danych eksperymentalnych

dotyczących przekrojów czynnych dla neutronów o energii powyżej 20 MeV. W tym celu, zastosowałem modelowanie Monte Carlo z wykorzystaniem kodu MCNP5⁽¹¹⁷⁾.

Przygotowane przeze mnie modele geometrii spektrometru SWP-1 pozwoliły na przeprowadzenie szeregu symulacji transportu i oddziaływania neutronów monoenergetycznych w spektrometrze. Z punktu widzenia określenia macierzy odpowiedzi dla SWP-1 konieczne było wyznaczenie znormalizowanej liczby reakcji (n,α) zachodzących w objętości każdego detektora TLD typu MTS-6. Ze względu na przyjętą geometrię dla której prowadzono symulację tj. równoległa wiązka neutronów o średnicy obejmującej cały układ spektrometru, istotne było wyznaczenie liczby zachodzących reakcji dla wszystkich pozycji w których detektory TLD mogą być umieszczone (3 głębokości wzdłuż promienia kuli moderatora x 6 położenia katowych względem osi spektrometru x 3 pozycje detektorów TLD dla każdego położenia), co daje łącznie 54 funkcje odpowiedzi.

Spektrometr w zaproponowanym układzie generuje specyficzne odpowiedzi detektorów TLD dla neutronów o energii początkowej do około 10 - 20 MeV, co z punktu widzenia ochrony radiologicznej i wartości współczynnika wagowego promieniowania dla neutronów obejmuje z pewnym marginesem maksimum w_R dla neutronów o energii w zakresie od 100 keV do 10 MeV. Ze względu na to, że w analizowanych polach promieniowania mieszanego promieniowanie gamma może stanowić istotny udział w dawce całkowitej oraz fakt, że detektory typu MTS-6 oraz MTS-7, w zasadzie charakteryzują się taką samą odpowiedzią w polach promieniowania gamma, umieszczenie obu rodzajów detektorów w spektrometrze umożliwia skorygowanie wskazań detektorów MTS-6 w taki sposób, aby uzyskać odpowiedź tylko od promieniowania neutronowego.

W pracy [G] przedstawiłem wyniki dekonwolucji energetycznego widma neutronów pochodzących z izotopowych źródeł ^{239}Pu -Be oraz ^{252}Cf , znajdujących się w laboratorium wzorującym NCBJ. Było to pierwsze praktyczne zastosowanie spektrometru, w wyniku którego otrzymano energetyczne widma neutronów. W tym celu wykorzystano dane eksperymentalne w postaci odczytów detektorów typu MTS-6 i MTS-7 uzyskane przy okazji analiz opisanych w pracy [B]. W porównaniu do publikacji [B] uzupełniono macierz odpowiedzi o dodatkowe, pośrednie wartości odpowiedzi detektorów dla neutronów monoenergetycznych – 12 energii zastosowanych poprzednio, obecnie 56 energii, przy zachowaniu tego samego zakresu energii tj. 1 meV do 100 MeV. Dzięki temu możliwe było precyzyjne określenie funkcji odpowiedzi detektorów, a także zoptymalizowanie procesu dekonwolucji, zachowując

spójność między liczbą i szerokością binów (przedziałów) energii w widmie domyślnym, macierzy odpowiedzi oraz widmie wynikowym. Modelowanie Monte Carlo z wykorzystaniem kodu MCNP6.1⁽¹¹⁸⁾ posłużyło w pierwszym kroku do określenia domyślnego widma energetycznego neutronów w punkcie pomiarowym, w którym docelowo znajdował się spektrometr. Wykorzystałem tu referencyjne widma energetyczne dostępne w raporcie IAEA TRS 403⁽¹¹⁹⁾, które zaimplementowałem w wirtualnym modelu laboratorium wzorcującego opracowanym przeze mnie w trakcie realizacji pracy inżynierskiej⁽¹²⁰⁾. Domyślne, widmo energetyczne neutronów jest niezbędnym elementem wejściowym dla iteracyjnych oraz opartych na metodzie maksymalnej entropii kodów dekonwolucji. Do dekonwolucji energetycznego widma neutronowego wykorzystałem kody dostępne w ramach pakietu UMG (ang. *Unfolding with MAXED and GRAVEL*) w wersji 3.3, na który składają się kody GRAVEL⁽⁶⁶⁾ i MAXED⁽⁶⁹⁾. Poza rozkładami widmowymi obliczyłem dodatkowe wielkości istotne z punktu widzenia ochrony radiologicznej takie jak: uśredniona po fluencji i przestrzennym równoważniku dawki średnia energia neutronów w widmie oraz udziały neutronów w trzech grupach energetycznych (neutrony termiczne, pośrednie, prędkie). Stosując współczynniki konwersji fluencja-przestrzenny równoważnik dawki^(48,121) obliczyłem wartości przestrzennego równoważnika dawki dla referencyjnych punktów pomiarowych w których zrealizowano pomiary we wzorcowych polach promieniowania neutronowego źródeł izotopowych $^{239}\text{Pu-Be}$ i ^{252}Cf . Uzyskane wyniki tam gdzie było to możliwe, zostały porównane z wartościami referencyjnymi^(115,116,122,123). Odchylenia uzyskanej wartości przestrzennego równoważnika dawki, w sposób opisany powyżej, od wartości referencyjnych dla źródeł $^{239}\text{Pu-Be}$ i ^{252}Cf wyniosły odpowiednio 27% i 8%. Biorąc pod uwagę całkowitą niepewność rozszerzoną określenia referencyjnych wartości $H^*(10)$ wzorcowych pól promieniowania neutronowego, które wynoszą odpowiednio 13% i 9%, a także niepewności związane z procedurą odczytów detektorów TLD, można uznać, że uzyskane wyniki spełniają wymagania stawiane pomiarom dozymetrycznym realizowanym w ochronie radiologicznej dla źródeł neutronowych. ICRP w publikacji nr 60⁽⁴²⁾ wskazuje, że w dobrze określonych warunkach laboratoryjnych dla dozymetrów indywidualnych zazwyczaj możliwe jest uzyskanie dokładności pomiaru na poziomie 10%, natomiast w środowisku pracy, gdzie widmo energetyczne i zorientowanie pola nie są dobrze poznane, całkowita niepewność może się różnić o czynnik 1,5 lub więcej np. w przypadku pól neutronowych. W określeniu wielkości operacyjnych całkowita akceptowalna niepewność z wykorzystaniem instrumentu pomiarowego wynosi natomiast 30%. Przy czym zaznacza się, że błąd instrumentu

pomiarowego może przekroczyć 30% w przypadku pól o szerokim zakresie energii i rozkładu w przestrzeni⁽¹²⁴⁾.

Poza własnościami spektrometrycznymi układu, dodatkową zaletą zaproponowanego spektrometru jest możliwość oceny kierunku w przestrzeni, z którego pada promieniowanie jonizujące (a przynajmniej jego dominująca część), zarówno gamma, jak i neutrony.

4.2. Aktywna spektrometria neutronowa - komora wielosygnałowa KW-1

Celem badań przedstawionych w publikacji [A] było określenie wpływu grubości warstwy (wyrażanej jako gęstość powierzchniowa) zawierającej węgiel boru, B₄C pokrywającej powierzchnie elektrod polaryzujących na wielkość gęstości strumienia neutronów oraz na kształt rozkładu energetycznego widma neutronów w poszczególnych przestrzeniach międzyelektrodowych komory wielosygnałowej. W celu uzależnienia odpowiedzi komory jonizacyjnej od energii neutronów konieczne było wprowadzenie do konstrukcji detektora elementu zawierającego nuklid charakteryzujący się wysokim przekrojem czynnym na reakcję z neutronami termicznymi. W połączeniu z moderatorem wielowarstwowym (kolejne przestrzenie międzyelektrodowe znajdują się za warstwą moderatora będącego jednocześnie elektrodami polaryzującymi o coraz większej grubości) neutrony o wyższych energiach są spowalniane i termalizują się po przejściu przez materiał moderatora, osiągając maksimum prawdopodobieństwa zajścia reakcji z wprowadzonym do konstrukcji nuklidem o wysokim przekroju czynnym. W przypadku komory wielosygnałowej zdecydowano się na pokrycie powierzchni elektrod węglikiem boru w połączeniu z pastą grafitową metodą sitodruku. W pracy [A] analizowano wpływ warstwy czystego węgliku boru zawierającego naturalne ilości izotopów ¹⁰B i ¹¹B (odpowiednio 19,65% oraz 80,35%). Izotop ¹⁰B charakteryzuje się wysokim przekrojem czynnym na wychwyt neutronów termicznych, w wyniku czego zachodzi reakcja jądrowa ¹⁰B(n,α)⁶Li. Produkty reakcji obdarzone ładunkiem elektrycznym, takie jak cząstka α i jądro ⁶Li, posiadają wysoką zdolność jonizacji. W przypadku gazowego wypełnienia komory ich obecność powoduje znaczne zwiększenie jonizacji gazu, a co za tym idzie zwiększenie czułości komory na neutrony w polach mieszanych. W przeprowadzonej analizie bazowałem na wykonanym przeze mnie modelu pierwszej wersji komory (geometrii prostopadłościennej). Do przeprowadzenia analizy zastosowano kody obliczeniowe MCNPX⁽¹²⁵⁾ oraz FLUKA^(126,127), w których symulacja transportu i oddziaływania promieniowania realizowana jest z wykorzystaniem metody Monte Carlo. Przeprowadzone

symulacje pozwoliły na uzyskanie widmowych rozkładów fluencji neutronów w poszczególnych przestrzeniach międzyelektrodowych. Określono również optymalną grubość warstwy B_4C pozwalającą na maksymalizację dawki pochłoniętej w gazie komory, wynikającą z absorpcji neutronów skutkującej emisją cząstki alfa i jądra litu. W powyższych analizach uwzględniono także zmniejszenie strumienia neutronów, a zatem zmniejszenie liczby reakcji (n,α) na większych głębokościach w objętości czynnej komory. Otrzymane wyniki pozwoliły na określenie założeń dotyczących sposobu nanoszenia warstwy B_4C na powierzchnie elektrod, a także optymalną zawartość węgla bora. Dodatkowo w wyniku analizy otrzymanych rozkładów fluencji na poszczególnych głębokościach zoptymalizowano grubości poszczególnych elektrod, zdecydowano o połączeniu elektrod polaryzujących w moduły zawierające różne liczby elektrod oraz zdecydowano o zmianie geometrii na cylindryczną. Biorąc pod uwagę intensywność reakcji (n,α) w warstwie węgla bora, przez co z jednej strony zwiększa się jonizacja gazu w komorze, a z drugiej strony zmniejsza się fluencja neutronów, określono, że maksymalne wzmocnienie sygnału wynikające z obecności warstwy B_4C uzyskuje się dla grubości $\sim 1 \text{ mg cm}^{-2}$. Uzyskane wyniki posłużyły jako dane wejściowe w procesie projektowania i przygotowywania dokumentacji technicznej, a ostatecznie do wykonania demonstratora komory KW-1.

W pracy [F] analizowałem wpływ zastosowania warstwy pokrywającej powierzchnie elektrod polaryzujących tworzących objętość czynną komory oraz określiłem funkcje odpowiedzi komory wielosygnałowej dla neutronów o energiach z zakresu 1 meV do 30 MeV. W tym przypadku przygotowałem zmodyfikowany model komory oparty na docelowej geometrii cylindrycznej, odwzorowujący w dokładny sposób wykonany demonstrator detektora. Warstwy zawierające B_4C określone zostały przeze mnie jako docelowa kompozycja będąca mieszką pasty grafitowej oraz wzbogaconego w izotop ^{10}B węgla bora. Przejście od naturalnego węgla bora do węgla bora wzbogaconego w izotop ^{10}B wynika z tego, że dodatek pasty grafitowej zmniejsza, w nanoszonej na elektrody warstwie, gęstość atomową bora, a zastosowanie wzbogacenia umożliwia zwiększenie jonizacji gazu przy jednoczesnej redukcji gęstości atomowej.

Do przeprowadzenia analizy wykorzystałem kod FLUKA^(127,128), za pomocą którego przeprowadziłem symulację transportu i oddziaływania neutronów w komorze wielosygnałowej. Dzięki zastosowanym estymatorom określone zostały znormalizowane rozkłady energii pochłoniętej i całkowitej fluencji neutronów w przestrzeniach międzyelektrodowych po przejściu przez polipropylenowy moderator wielowarstwowy

o sumarycznej grubości od 10 mm do 160 mm. W analizowanych modelach w celu oceny wpływu dodatkowej warstwy B₄C zastosowałem dwa podejścia: elektrody polipropylenowe bez warstwy B₄C oraz elektrody polipropylenowe z warstwą B₄C.

Uzyskane wyniki potwierdziły, że dodanie warstwy węgla boru o grubości 26 μm wielokrotnie zwiększa odpowiedź komory w całym zakresie energetycznym, co wynika z konstrukcji komory i zastosowanych elektrod moderujących. Ze względu na reakcje wychwytu neutronów termicznych przez jądra ¹⁰B fluencja neutronów (zwłaszcza termicznych) będzie ograniczona do minimum, jednak dla neutronów o energiach pośrednich i prędkich różnica w zmniejszeniu odpowiedzi wynikającej ze spadku fluencji jest rekompensowana jonizacją gazu wywołaną produktami reakcji (n,α). Wykorzystując wyniki symulacji w postaci estymatora długości torów neutronów oraz przekrojów czynnych obliczyłem macierz odpowiedzi dla komory KW-1 z warstwą grafitową zawierającą ¹⁰B₄C. Uzyskane przeze mnie funkcje odpowiedzi dla neutronów monoenergetycznych w zakresie energii od 1 meV do 20 MeV pokazują silną zależność odpowiedzi komory od energii początkowej neutronów. Dzięki temu na podstawie uzyskanych danych możliwe będzie zastosowanie komory KW-1 do wyznaczania widma energetycznego neutronów w wiązkach neutronowych o wysokiej gęstości strumienia neutronów, np. w wiązkach neutronowych stosowanych w BNCT.

Sygnał pochodzący z ośmiu kanałów komory KW-1 będzie specyficzny i zależny od energetycznego widma neutronów. Jednocześnie sygnał ten będzie zawierał składową pochodzącą z jonizacji gazu w objętości czynnej komory wskutek oddziaływania promieniowania gamma pochodzącego z wiązki, zaktywowanych elementów komory oraz deekscytacji ⁷Li będącego produktem reakcji neutronu z ¹⁰B (wydajność tego typu reakcji to 94%). W związku z tym sygnał powinien być skorygowany o poprawki uwzględniające:

- aktywację komory (pomiar sygnału z komory bezpośrednio po zakończeniu ekspozycji w polu neutronowym);
- udział jonizacji od promieniowania gamma w sygnale wyjściowym komory;
- spadek wydajności komory związany z ewentualnym spadkiem ciśnienia gazu wypełniającego komorę oraz zużyciem warstwy zawierającej ¹⁰B₄C;
- zmianę intensywności wiązki tj. gęstości strumienia neutronów w czasie trwania pomiaru.

4.3. Komora typu REM-2 w polach promieniowania neutronowego

W badaniach przedstawionych w publikacji [C] przeprowadziłem serię obliczeń rozkładów liniowego przekazu energii w objętości czynnej rekombinacyjnej komory jonizacyjnej typu REM-2. W tym celu, w oparciu o dokumentację techniczną oraz rzeczywiste egzemplarze detektorów, przygotowałem precyzyjny model geometryczny komory REM-2, tj. uwzględniający wszystkie elementy konstrukcyjne komory włączając elektrody pomiarowe i polaryzujące, trzpienie, izolatory, tuleje dystansowe, itp. Opracowany przeze mnie model geometryczny komory może być zastosowany do dowolnych obliczeń Monte Carlo z wykorzystaniem kodu FLUKA^(127,128), bądź, po konwersji, innych kodów, np. MCNP^(117,118) czy PHITS⁽¹²⁹⁾. W celu określenia rozkładów L, a precyzyjnie ujmując rozkładów dawki pochłoniętej względem L w objętości czynnej komory REM-2, zastosowałem modelowanie Monte Carlo z wykorzystaniem kodu FLUKA. W ramach przeprowadzonych symulacji określiłem rozkłady dawki pochłoniętej względem L dla monoenergetycznych neutronów o energii początkowej w zakresie od 500 keV do 200 MeV (mając na uwadze neutrony o energii powyżej 20 MeV obecne np. w polach wokół akceleratorów stosowanych w radioterapii protonowej). W rezultacie otrzymałem rozkłady, dzięki którym możliwe było określenie składowych dawki pochłoniętej w komorze równoważnej tkance pochodzących od cząstek wtórnych oraz przeprowadzenie analizy zmian komponentów w funkcji energii początkowej neutronów. Dodatkowo, dla poszczególnych wartości energii początkowej neutronów możliwe było określenie składowych dla poszczególnych przedziałów L, wyróżniając wkład do dawki pochłoniętej pochodzący od protonów, deuteronów, trytonów, cząstek alfa oraz elektronów. Dzięki uzyskanym wynikom po raz pierwszy w wyniku symulacji komputerowej możliwe było określenie rozkładu dawki pochłoniętej w komorze rekombinacyjnej względem L, co jednocześnie potwierdziło możliwość zastosowania modelowania Monte Carlo w tego typu zagadnieniach. Uzyskane przeze mnie wyniki potwierdziły możliwość przeprowadzenia numerycznej weryfikacji poprawności działania rekombinacyjnej metody mikrodozymetrycznej⁽¹³⁰⁾ stosowanej w pomiarach z wykorzystaniem rekombinacyjnych komór jonizacyjnych.

W publikacji [D] zostały podsumowane badania, których celem było określenie zależności odpowiedzi od dawki pochłoniętej w dużej komorze rekombinacyjnej typu REM-2 dla neutronów monoenergetycznych w zakresie energii od energii termicznych tj. 25 meV do 20 MeV. Obliczenia wykonano z wykorzystaniem kodu MCNPX⁽¹²⁵⁾, które porównano z wynikami pomiarów eksperymentalnych zrealizowanych w *Physikalisch-Technische*

Bundesanstalt, PTB w latach 90⁽¹³¹⁾. Dodatkowo analizie poddano wpływ składu mieszanki gazowej wypełniającej wnękę komory na jej odpowiedź dla podanego powyżej zakresu energii neutronów. Analiza obejmowała składy mieszanki gazowej zawierającej metan z azotem w różnych proporcjach, tj. od nominalnej zawartości azotu zawierającej 5% N₂ do wartości maksymalnej wynoszącej 50% azotu. Otrzymane odpowiedzi porównano ze standardową mieszaniną gazu równoważnego tkance opartą na metanie (ang. *methane-based tissue equivalent gas*)⁽¹³²⁾. Wyniki przedstawiono jako stosunek obliczonej dawki pochłoniętej w całej objętości czynnej komory do wartości przestrzennej dawki pochłoniętej, D*(10) obliczonej z zależności (2), określonej dla komory REM-2:

$$H^*(10) = D^*(10) \cdot Q^*(10) \quad (7)$$

gdzie D*(10) oznacza przestrzenną dawkę pochłoniętą na głębokości 10 mm w kuli ICRU⁽¹³³⁾, a Q*(10) oznacza średni przestrzenny współczynnik jakości promieniowania na tej głębokości w kuli ICRU. Przeprowadzone obliczenia pozwoliły na określenie zależności wpływu zawartości azotu w mieszaninie na dawkę pochłoniętą w objętości komory. W wyniku tych badań wykazano, że standardowo stosowany gaz równoważny tkance (*methane- lub propane-based tissue equivalent gas*) charakteryzuje się zbyt niską względną czułością neutronową względem czułości na promieniowanie gamma (około 10%). Stosowanie mieszaniny gazu CH₄ z dodatkiem azotu pozwala na uzyskanie wyższej czułości neutronowej jednak zwiększanie udziału azotu powoduje jednoczesny spadek czułości w całym zakresie analizowanych energii neutronów. Z wykazanych zależności wynika, że stosowanie mieszaniny gazu CH₄ + N₂ zamiast standardowych gazów równoważnych tkance w przypadku komór rekombinacyjnych jest właściwym wyborem. Ponadto docelowy udział poszczególnych składników mieszanki gazowej dla komór mających zastosowanie w środowisku pracy powinien być zależny od energetycznego widma neutronów, tj. inna mieszanina dla pól z dominującymi neutronami termicznymi, a inna w otoczeniu akceleratorów wysokich energii włączając w to akceleratory terapeutyczne (stosowane na potrzeby np. w radioterapii protonowej czy terapii prędkimi neutronami).

W publikacji [E] po raz pierwszy przedstawiono wyniki pomiarów zrealizowanych w monoenergetycznych polach neutronowych z wykorzystaniem Rekombinacyjnej Metody Mikrodozymetrycznej, RMM⁽¹³⁰⁾ w zestawieniu z wynikami symulacji Monte Carlo rozkładów dawki względem liniowego przekazu energii uzyskanych przy użyciu kodu FLUKA. Kampania pomiarowa zrealizowana przeze mnie w ramach projektu PRELUDIUM 10

(2015/19/N/ST7/01202) finansowanego przez Narodowe Centrum Nauki, w *National Physical Laboratory*, NPL w Wielkiej Brytanii obejmowała określenie charakterystyki nasycenia komory rekombinacyjnej typu REM-2 w polach neutronowych o energii w zakresie od 144 keV do 5 MeV. Dzięki uzyskanym wynikom dla wybranych energii neutronów, określiłem wartości rekombinacyjnego wskaźnika jakości, Q_4 będącego estymatorem współczynnika jakości promieniowania, Q . Uzyskane wartości Q_4 porównałem z wartościami Q rekomendowanymi w raportach ICRP 21⁽⁴⁶⁾ oraz ICRP 60⁽⁴²⁾. Biorąc pod uwagę zaniżenie wartości Q_4 względem obowiązujących wartości Q opublikowanych po raz pierwszy w raporcie ICRP 60, oraz wykazaną, potwierdzoną w pracy [E], zawyżoną odpowiedź komory typu REM-2 na $D^*(10)^{(104)}$, potwierdziłem, że odchylenie odpowiedzi komory na $H^*(10)$ względem wartości wzorcowej dla neutronów w szerokim zakresie energii nie przekracza 25%.

Uzyskane w ramach badań przeprowadzonych w NPL dane pozwoliły także na zastosowanie rekombinacyjnej metody mikrodozymetrycznej do określenia rozkładu dawki pochłoniętej względem ograniczonego liniowego przekazu energii, L_Δ . RMM nie pozwala na uzyskanie rozkładów o wysokiej rozdzielczości względem L . Wynika to z tego, że informacje zawarte w funkcji opisującej prąd jonizacji komory bardzo silnie zależą od funkcji napięcia i liniowego przekazu energii będącej jądrem równania całkowego Fredholma I rodzaju. Jak ujęte jest to w monografii Zielczyńskiego i Golnik⁽¹⁰³⁾: „*W przypadku komór rekombinacyjnych funkcja $f(U, L)$ jest bardzo gładka i płaska, a więc informacje o ostrym, skokowym przebiegu $d(L)$ zawarte w funkcji $i(U)$, są przykrywane przez nawet niewielkie statystyczne błędy pomiaru wartości $i(U)$ i stają się niezauważalne przy odtwarzaniu funkcji $d(L)$ według równania*”. Nie mniej, metoda jest użyteczną metodą pomiarową pozwalającą na uzyskanie rozkładów dawki pochłoniętej względem ograniczonego L i z tego też powodu w pracy przedstawiono rozkłady dla czterech energii neutronów monoenergetycznych, dla których realizowano kampanię pomiarową. Dodatkowo, bazując na doświadczeniach jakie zdobyłem przy okazji prac realizowanych wcześniej [C], dla energii neutronów, dla których zrealizowano kampanię pomiarową, wykonałem modelowanie metodą Monte Carlo z wykorzystaniem kodu FLUKA^(127,128) w celu określenia rozkładów dawki pochłoniętej względem L . Korzystanie z metod symulacji umożliwia uzyskanie większych rozdzielczości w porównaniu z RMM, w związku z czym uzyskane dane przedstawiłem w dwóch wariantach. W pierwszym, wysokorozdzielczym i drugim niskorozdzielczym pozwalającym na porównanie wyników z danymi uzyskanymi dzięki RMM stosując tę samą liczbę przedziałów L . Uzyskane rozkłady widmowe L dla energii 144 keV, 565 keV, 2500 keV oraz 5000 keV przedstawiają zmienny

charakter polegający na tym, że maksimum znajdujące się w okolicach $100 \text{ keV}/\mu\text{m}$ (dla neutronów o niskiej energii, tj. 144 keV) przesuwa się w stronę niskich wartości L rzędu $10 \text{ keV}/\mu\text{m}$ (dla neutronów o wyższej energii, tj. 5000 keV). Wynika to z dozymetrycznej równoważności tkance komory REM-2 oraz wzrostu prawdopodobieństwa oddziaływania neutronów o niskich energiach z wodorem, węglem i azotem – podstawowymi składnikami tkanki. W wyniku tych oddziaływań powstają różne cząstki wtórne (co pokazano w publikacji [C] dla komory rekombinacyjnej równoważnej tkance). Ze względu na podobną masę jądra wodoru i neutronu największy udział w dawce pochłoniętej pochodzącej od cząstek wtórnych (do 85%) jest w zasadzie stały dla energii neutronów z zakresu od 250 keV do 14 MeV ⁽¹³⁴⁾.

Wyniki badań opublikowanych w pracach [C, D, E] uzupełniły w sposób istotny wiedzę na temat stosowania rekombinacyjnej komory jonizacyjnej typu REM-2 w mieszanych polach promieniowania jonizującego zawierających składową neutronową. Koncepcja wykorzystania zjawiska lokalnej rekombinacji jonów, zachodzącego w komorze równoważnej tkance w celu określenia rozkładów dawki pochłoniętej względem L , pomimo ograniczonej liczby przedziałów, stanowi istotne narzędzie pomiarowe, a uzupełnienie w postaci symulacji Monte Carlo potwierdza, że rekombinacja lokalna jonów w gazie może z powodzeniem stanowić źródło informacji o badanym polu promieniowania – nawet w przypadku pól złożonych i słabo określonych.

5. Podsumowanie

W publikacji Światowej Organizacji Zdrowia (ang. *World Health Organization, WHO*) na temat roli inżynierii biomedycznej w ochronie zdrowia⁽¹³⁵⁾, w kontekście stosowania urządzeń medycznych wymienia się m.in. „Projektowanie, opracowywanie i stosowanie metodologii programów bezpieczeństwa w celu ograniczenia ryzyka w kontaktach z wyrobami medycznymi w całym ich cyklu życia. W tym bezpieczeństwo biologiczne i zdrowie środowiskowe, włączając w to usuwanie odpadów i **ochronę radiologiczną**.” Biorąc pod uwagę dynamiczny rozwój urządzeń stosowanych w radioterapii oraz propozycje nowych innowacyjnych technik leczenia nowotworów z wykorzystaniem promieniowania jonizującego, prowadzenie prac o charakterze zarówno podstawowym jak również rozwojowym i wdrożeniowym w zakresie dozymetrii oraz charakterystyki wiązek i pól promieniowania jonizującego jest zagadnieniem aktualnym, a także w pełni uzasadnionym i potrzebnym.

Analizując kierunki rozwoju technik radioterapii zaobserwować można postęp w zakresie akceleracji cząstek oraz w zakresie stosowania coraz bardziej wydajnych materiałów tarczowych, przekładający się na nowe możliwości prowadzenia radioterapii z zastosowaniem wyższej energii promieniowania i/lub innych niż konwencjonalnie stosowanych rodzajów cząstek. Wszędzie tam, gdzie stosowane jest promieniowanie o wysokiej energii należy liczyć się z występowaniem promieniowania wtórnego i rozproszonego mającego charakter mieszany, bardzo często zawierającego neutrony.

Celem niniejszej rozprawy było opracowanie nowych i rozszerzenie wiedzy na temat istniejących metod wyznaczania równoważnika dawki i widma promieniowania neutronowego z wykorzystaniem detektorów rekombinacyjnych i pasywnych z moderatorami wielowarstwowymi w polach promieniowania mieszanego o nieznanym składzie i widmie energii neutronów. W ramach zrealizowanych prac wykorzystywane były trzy metody pomiarowe w polach promieniowania mieszanego ($n+\gamma$):

- pasywna spektrometria neutronowa do oceny pola promieniowania mieszanego zawierającego neutrony oparta na pojedynczym moderatorze kulistym oraz detektorach termoluminescencyjnych typu MTS;
- aktywna spektrometria do oceny wiązek neutronowych, oparta na detektorze gazowym oraz moderatorze pełniącym jednocześnie rolę elektrod polaryzujących;
- komora rekombinacyjna typu REM-2, za pomocą której możliwe jest określenie przestrzennego równoważnika dawki, a także dzięki rekombinacyjnej metodzie

mikrodozymetrycznej określenie rozkładów dawki pochłoniętej względem liniowego przekazu energii.

Do najważniejszych osiągnięć rozprawy doktorskiej można zaliczyć poniżej opisane elementy.

Opracowano w pełni funkcjonalny spektrometr wielowarstwowy pasywny o oznaczeniu SWP-1, za pomocą którego możliwe jest wyznaczenie energetycznego widma neutronów w polach promieniowania mieszanego [B,G]. Efekt ten został osiągnięty przez:

- zaprojektowanie i wykonanie moderatora z polietylenu w postaci kuli o średnicy 12 cali wraz z wkładkami na detektory TLD;
- przeprowadzenie modelowania transportu i oddziaływania neutronów monoenergetycznych z detektorami TLD typu MTS-6, w wyniku czego otrzymano funkcje odpowiedzi detektorów;
- przeprowadzenie eksperymentów pomiarowych we wzorcowych i zmodyfikowanych izotopowych polach promieniowania neutronowego;
- przeprowadzenie modelowania domyślnych widm neutronowych na potrzeby dekonwolucji energetycznego widma neutronów;
- przeprowadzenie dekonwolucji energetycznego widma neutronów oraz porównanie otrzymanych wyników z wartościami referencyjnymi.

Całość wykonanych prac przyczyniła się do opracowania w pełni funkcjonalnego spektrometru pasywnego SWP-1, dzięki któremu możliwe jest prowadzenie pomiarów spektrometrycznych w polach promieniowania neutronowego o szerokim zakresie energii, także w polach promieniowania mieszanego występujących w otoczeniu obiektów jądrowych i urządzeń radioterapeutycznych. Dzięki opracowanej metodzie możliwe jest określenie energetycznego widma neutronów oraz pochodnych wielkości stosowanych operacyjnie w ochronie radiologicznej takich jak przestrzenny równoważnik dawki pochodzący od neutronów, względny udział promieniowania gamma w całkowitej dawce pochłoniętej, średnia energia neutronów uśredniona po fluencji lub po przestrzennym równoważniku dawki, udział neutronów termicznych/pośrednich/prędkich w widmie neutronów.

Opracowano model wiązkowego spektrometru aktywnego, nazywanego komorą wielosygnałową, o oznaczeniu KW-1, za pomocą którego docelowo możliwe będzie wyznaczenie energetycznego widma neutronów w wiązce neutronów o wysokiej gęstości

strumienia i szerokim widmie energii, także dla wiązek zawierających składową gamma [A,F]. Efekt ten został osiągnięty przez:

- zaprojektowanie, przygotowanie modelu oraz przeprowadzenie symulacji transportu i oddziaływania neutronów w koncepcyjnej wersji komory w układzie geometrii prostopadłościennej, w wyniku której określono optymalną grubość poszczególnych modułów moderatora, a także grubość warstwy B_4C ;
- optymalizację geometrii detektora skutkującą wyborem geometrii cylindrycznej oraz połączeniem elektrod polaryzujących w moduły o zmiennej grubości moderatora;
- określenie optymalnej grubości warstwy grafitowej nanoszonej na powierzchnię elektrod napięciowych B_4C zawierającej wzbogacony ^{10}B ;
- przeprowadzenie symulacji transportu i oddziaływania monoenergetycznych neutronów w wyniku czego określono energetyczne widma neutronów w kolejnych przestrzeniach międzyelektrodowych komory;
- określenie względnego wzrostu jonizacji przy zastosowaniu warstwy $^{10}B_4C$, w stosunku do komory bez takiej warstwy;
- określenie funkcji odpowiedzi dla neutronów monoenergetycznych w szerokim zakresie energii.

Dzięki wynikom mojej pracy możliwe było opracowanie końcowej wersji wiązkowego spektrometru aktywnego w postaci komory wielosygnałowej KW-1, który po naniesieniu warstwy $^{10}B_4C$ przeznaczony będzie do wyznaczania energetycznego widma neutronów, np. w warunkach terapii borowo-neutronowej lub terapii prędkimi neutronami. Co istotne, możliwe będzie wykonanie pomiaru dla jednej geometrii ustawienia detektora, przy jednoczesnej akwizycji sygnałów ze wszystkich elektrod pomiarowych. Podobnie jak w przypadku spektrometru SWP-1 na podstawie energetycznego widma neutronów możliwe będzie uzyskanie dodatkowych informacji ilościowych i jakościowych dotyczących badanej wiązki neutronowej.

Moje prace w sposób istotny rozszerzyły wiedzę dotyczącą dużych rekombinacyjnych komór równoważnych tkance typu REM-2 w zakresie ich zastosowania w polach promieniowania neutronowego [B,C,D], w szczególności:

- przeprowadzono symulacje transportu i oddziaływania neutronów monoenergetycznych w gazie równoważnym tkance w zakresie rozkładu dawki

pochłoniętej względem liniowego przekazu energii, z wyszczególnieniem udziału poszczególnych cząstek wtórnych w rozkładzie;

- przeprowadzono analizę wpływu składu mieszanki gazowej na wielkość dawki pochłoniętej w komorze;
- przeprowadzono kampanię pomiarową we wzorcowych monoenergetycznych polach promieniowania neutronowego, dzięki czemu określono względną odpowiedź komory na przestrzenny równoważnik dawki pochodzący od neutronów, a także stosując rekombinacyjną metodę mikrodozymetryczną określono rozkłady dawki pochłoniętej względem liniowego przekazu energii;
- dla neutronów monoenergetycznych o energiach dla których zrealizowano pomiary w polu źródeł wzorcowych, przeprowadzono symulację transportu i oddziaływania neutronów w komorze REM-2, w wyniku czego otrzymano rozkłady dawki pochłoniętej względem L;
- porównano dane pomiarowe i dane pochodzące z symulacji Monte Carlo, w wyniku czego możliwe było zwalidowanie rekombinacyjnej metody mikrodozymetrycznej.

Uzupełnienie wiedzy na temat rozkładów dawki pochłoniętej względem liniowego przekazu energii potwierdziło zasadność stosowania rekombinacyjnej metody mikrodozymetrycznej w polach zawierających składową neutronową. Potwierdzono właściwość komory polegającą na relatywnie niewielkich odchyleniach wartości $H^*(10)$ od wartości wzorcowych w szerokim zakresie energii neutronów. Unikalność i wszechstronność stosowania komór rekombinacyjnych do monitorowania pól promieniowania mieszanego była przez lata i nadal jest dostrzegana oraz doceniana w środowisku międzynarodowym. Dzięki unikalnym możliwościom metody rekombinacyjnej są uwzględniane w wykazach dostępnych metod pomiarowych m.in. w IAEA TRS 252 „*Neutron Monitoring for Radiological Protection*”⁽¹³⁶⁾, ICRU Report 66 „*Determination of Operational Dose Equivalent Quantities for Neutrons*”⁽⁴⁵⁾, czy w oczekującym na wydanie IAEA TRS 215 „*Neutron Monitoring for Radiation Protection*”⁽¹³⁷⁾.

Przedstawione w rozprawie metody spektrometryczne i dozymetryczne nadal pozostają niedoskonałe, a wśród dalszych prac dotyczących tych zagadnień, można wyszczególnić kilka zasadniczych kierunków, które należy wziąć pod uwagę w perspektywie kilku najbliższych lat. Kierunki dalszych prac można podzielić na dwie zasadnicze grupy: rozwinięcie omawianych metod w aspekcie technicznym oraz rozwinięcie w aspekcie podstawowych rozważań teoretycznych.

W przypadku spektrometru pasywnego SWP-1, można rozważyć rozszerzenie energetycznego zakresu pomiarowego poprzez zastosowanie większej średnicy moderatora kulistego, bądź specjalnych wkładek wykonanych z metalu umożliwiających zwiększenie czułości na neutrony wysokoenergetyczne (tj. powyżej 20 MeV).

Dalsze kierunki prac związane z rozwojem spektrometru aktywnego KW-1 mogą być związane z optymalizacją techniki nanoszenia warstwy B₄C metodą sitodruku lub z porównaniem tej techniki z innymi możliwościami pokrywania powierzchni elektrod polaryzujących. Dodatkowo bardzo ciekawym kierunkiem rozwoju komory wielosygnałowej mogłoby być wykorzystanie sygnałów pochodzących z detektora i zastosowanie metod rekombinacyjnych, także w ujęciu spektrometrii L, co pozwoliłoby na równoległe określenie rozkładów dawki pochłoniętej względem liniowego przekazu energii na różnych głębokościach moderatora oraz wydzielenie składowej o niskim L w wiązce mieszanej, a więc pochodzącej od promieniowania gamma.

Doświadczenia zdobyte w trakcie prowadzenia prac badawczo-rozwojowych nad komorami rekombinacyjnymi wskazują, że dalszy rozwój metod opartych na tych detektorach sprowadza się także do uszczegółowienia teorii leżących u podstaw rekombinacji jonów w gazie. Z tego powodu, zasadnym staje się wskazanie kierunku dalszych prac polegającego na ścisłym powiązaniu liniowej gęstości jonizacji ze zjawiskiem lokalnej rekombinacji jonów, być może uzupełniając dotychczasowe klasyczne teorie opisane przez George'a Jaffé'go⁽¹³⁸⁻¹⁴¹⁾ i Douglasa Lea^(142,143), a także uniwersalną teorię rekombinacji lokalnej opisaną przez Anthonego Sullivana⁽¹⁴⁴⁾, które nie są ani pełne, ani ścisłe.

6. Bibliografia

1. Behling, R. and Grüner, F. *Diagnostic X-ray sources - present and future*, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment **878**, 50–57 (2018).
2. *The IAEA Directory of Radiotherapy Centres (DIRAC)*. <<https://dirac.iaea.org/>> (29 August 2022).
3. van Hezewijk, M., Creutzberg, C. L., Putter, H., Chin, A., Schneider, I., Hoogeveen, M., Willemze, R. and Marijnen, C. A. M. *Efficacy of a hypofractionated schedule in electron beam radiotherapy for epithelial skin cancer: Analysis of 434 cases*, Radiotherapy and Oncology **95**(2), 245–249 (2010).
4. Piroth, M. D. and Eble, M. J. *Intraoperative Radiotherapy with electrons*, Translational Cancer Research **3**(2) (2014).
5. Allen, A. M., Pawlicki, T., Dong, L., Fourkal, E., Buyyounouski, M., Cengel, K., Plastaras, J., Bucci, M. K., Yock, T. I., Bonilla, L., Price, R., Harris, E. E. and Konski, A. A. *An evidence based review of proton beam therapy: The report of ASTRO's emerging technology committee*, Radiotherapy and Oncology **103**(1), 8–11 (2012).
6. Vanderwaeren, L., Dok, R., Verstrepen, K. and Nuyts, S. *Clinical Progress in Proton Radiotherapy: Biological Unknowns*, Cancers **13**(4), 604 (2021).
7. LaRiviere, M. J., Santos, P. M. G., Hill-Kayser, C. E. and Metz, J. M. *Proton Therapy*, Hematology/Oncology Clinics of North America **33**(6), 989–1009 (2019).
8. Mohan, R. and Grosshans, D. *Proton therapy – Present and future*, Advanced Drug Delivery Reviews **109**, 26–44 (2017).
9. Tsujii, H., Mizoe, J., Kamada, T., Baba, M., Kato, S., Kato, H., Tsuji, H., Yamada, S., Yasuda, S., Ohno, T., Yanagi, T., Hasegawa, A., Sugawara, T., Ezawa, H., Kandatsu, S., Yoshikawa, K., Kishimoto, R. and Miyamoto, T. *Overview of clinical experiences on carbon ion radiotherapy at NIRS*, Radiotherapy and Oncology **73**, S41–S49 (2004).
10. Ohno, T. *Particle radiotherapy with carbon ion beams*, EPMA Journal **4**(1), 9 (2013).
11. Rossi, S. *Hadron Therapy Achievements and Challenges: The CNAO Experience*, Physics **4**(1), 229–257 (2022).
12. Naseri, A. and Mesbahi, A. *A review on photoneutrons characteristics in radiation therapy with high-energy photon beams*, Reports of Practical Oncology & Radiotherapy **15**(5), 138–144 (2010).

13. Tulik, P., Tulik, M., Maciak, M., Golnik, N., Kabat, D., Byrski, T. and Lesiak, J. *Investigation of Secondary Mixed Radiation Field around a Medical Linear Accelerator*, Radiation Protection Dosimetry **180**(1–4), 252–255 (2018).
14. Banaee, N., Goodarzi, K. and Nedaie, H. A. *Neutron contamination in radiotherapy processes: a review study*, Journal of Radiation Research, rrab076 (2021).
15. Brown, D. A., Chadwick, M. B., Capote, R., Kahler, A. C., Trkov, A., Herman, M. W., Sonzogni, A. A., Danon, Y., Carlson, A. D., Dunn, M., Smith, D. L., Hale, G. M., Arbanas, G., Arcilla, R., Bates, C. R., Beck, B., Becker, B., Brown, F., Casperson, R. J., et al. *ENDF/B-VIII.0: The 8th Major Release of the Nuclear Reaction Data Library with CIELO-project Cross Sections, New Standards and Thermal Scattering Data*, Nuclear Data Sheets **148**, 1–142 (2018).
16. Mohan, R. *A review of proton therapy – Current status and future directions*, Precision Radiation Oncology **6**(2), 164–176 (2022).
17. Haettner, E., Iwase, H., Krämer, M., Kraft, G. and Schardt, D. *Experimental study of nuclear fragmentation of 200 and 400 MeV/u ¹²C ions in water for applications in particle therapy*, Phys. Med. Biol. **58**(23), 8265–8279 (2013).
18. Chadwick, J. *Possible Existence of a Neutron*, Nature **129**(3252), 312–312 (1932).
19. Lawrence, J. H. and Lawrence, E. O. *The Biological Action of Neutron Rays*, Proceedings of the National Academy of Sciences **22**(2), 124–133 (1936).
20. Lawrence, J. H., Aebersold, P. C. and Lawrence, E. O. *Comparative Effects of X-Rays and Neutrons on Normal and Tumor Tissue*, Proceedings of the National Academy of Sciences **22**(9), 543–557 (1936).
21. Aebersold, P. C. and Lawrence, J. H. *The Physiological Effects of Neutron Rays*, Annu. Rev. Physiol. **4**(1), 25–48 (1942).
22. Stone, R. S., Lawrence, J. H. and Aebersold, P. C. *A Preliminary Report on the Use of Fast Neutrons in the Treatment of Malignant Disease*, Radiology **35**(3), 322–327 (1940).
23. Stone, R. S. and Larkin, J. C. *The treatment of cancer with fast neutrons*, Radiology(39), 608–608 (1942).
24. Skołyszewski, J., Byrski, E., Chrzanowska, A., Gasińska, A., Reinfuss, M., Huczowski, J., Lazarska, B., Michałowski, A. and Meder, J. *A preliminary report on the clinical application of fast neutrons in Krakow*, International Journal of Radiation Oncology*Biology*Physics **8**(10), 1781–1786 (1982).
25. Warenius, H. M. *Fast Neutron Therapy: The UK experience*, Acta Oncologica **33**(3), 289–292 (1994).

26. Jones, D. T. L. and Wambersie, A. *Radiation therapy with fast neutrons: A review*, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment **580**(1), 522–525 (2007).
27. Specht, H. M., Neff, T., Reuschel, W., Wagner, F. M., Kampf, S., Wilkens, J. J., Petry, W. and Combs, S. E. *Paving the Road for Modern Particle Therapy – What Can We Learn from the Experience Gained with Fast Neutron Therapy in Munich?*, Frontiers in Oncology **5** (2015).
28. Jones, B. *Clinical Radiobiology of Fast Neutron Therapy: What Was Learnt?*, Front. Oncol. **10**, 1537 (2020).
29. Gordon, K., Gulidov, I., Fatkhudinov, T., Koryakin, S. and Kaprin, A. *Fast and Furious: Fast Neutron Therapy in Cancer Treatment*, International Journal of Particle Therapy **9**(2), 59–69 (2022).
30. Coderre, J. A. and Morris, G. M. *The Radiation Biology of Boron Neutron Capture Therapy*, Radiation Research **151**(1), 1 (1999).
31. Barth, R. F., H Vicente, Mg., Harling, O. K., Kiger, W., Riley, K. J., Binns, P. J., Wagner, F. M., Suzuki, M., Aihara, T., Kato, I. and Kawabata, S. *Current status of boron neutron capture therapy of high grade gliomas and recurrent head and neck cancer*, Radiat Oncol **7**(1), 146 (2012).
32. Malouff, T. D., Seneviratne, D. S., Ebner, D. K., Stross, W. C., Waddle, M. R., Trifiletti, D. M. and Krishnan, S. *Boron Neutron Capture Therapy: A Review of Clinical Applications*, Front. Oncol. **11**, 601820 (2021).
33. Wang, S., Zhang, Z., Miao, L. and Li, Y. *Boron Neutron Capture Therapy: Current Status and Challenges*, Frontiers in Oncology **12** (2022).
34. Miller, G. A., Hertel, N. E., Wehring, B. W. and Horton, J. L. *Gadolinium Neutron Capture Therapy*, Nuclear Technology **103**(3), 320–331 (1993).
35. Sharma, P., Brown, S. C., Walter, G., Santra, S., Scott, E., Ichikawa, H., Fukumori, Y. and Moudgil, B. M. *Gd nanoparticles: from magnetic resonance imaging to neutron capture therapy*, Advanced Powder Technology **18**(6), 663–698 (2007).
36. Ho, S. L., Yue, H., Tegafaw, T., Ahmad, M. Y., Liu, S., Nam, S.-W., Chang, Y. and Lee, G. H. *Gadolinium Neutron Capture Therapy (GdNCT) Agents from Molecular to Nano: Current Status and Perspectives*, ACS Omega **7**(3), 2533–2553 (2022).
37. Cirrone, G. a. P., Manti, L., Margarone, D., Petringa, G., Giuffrida, L., Minopoli, A., Picciotto, A., Russo, G., Cammarata, F., Pisciotto, P., Perozziello, F. M., Romano, F., Marchese, V., Milluzzo, G., Scuderi, V., Cuttone, G. and Korn, G. *First experimental proof*

- of Proton Boron Capture Therapy (PBCT) to enhance protontherapy effectiveness*, 1, Sci Rep **8**(1), 1141 (2018).
38. Hideghéty, K., Brunner, S., Cheesman, A., Szabó, E. R., Polanek, R., Margarone, D., Tőkés, T. and Mogyorósi, K. *11Boron Delivery Agents for Boron Proton-capture Enhanced Proton Therapy*, Anticancer Research **39**(5), 2265–2276 (2019).
 39. Bláha, P., Feoli, C., Agosteo, S., Calvaruso, M., Cammarata, F. P., Catalano, R., Ciocca, M., Cirrone, G. A. P., Conte, V., Cuttone, G., Facoetti, A., Forte, G. I., Giuffrida, L., Magro, G., Margarone, D., Minafra, L., Petringa, G., Pucci, G., Ricciardi, V., et al. *The Proton-Boron Reaction Increases the Radiobiological Effectiveness of Clinical Low- and High-Energy Proton Beams: Novel Experimental Evidence and Perspectives*, Frontiers in Oncology **11** (2021).
 40. ICRP. *The 2007 Recommendations of the International Commission on Radiological Protection. ICRP Publication 103*, Annals of the ICRP **37**(2–4) (2007).
 41. ICRP. *Recommendations of the ICRP. ICRP Publication 26*, Annals of the ICRP **1**(3) (1977).
 42. ICRP. *1990 Recommendations of the International Commission on Radiological Protection. ICRP Publication 60*, Annals of the ICRP **21**(1–3) (1991).
 43. ICRP. *Relative biological effectiveness (RBE), quality factor (Q), and radiation weighting factor (w_R). ICRP Publication 92*, Ann ICRP **33**(4) (2003).
 44. ICRU. *ICRU Report 51: Quantities and Units in Radiation Protection Dosimetry*, Journal of the ICRU **os-26**(2) (1993).
 45. ICRU. *ICRU Report 66: Determination of Operational Dose Equivalent Quantities For Neutrons*, Journal of the ICRU **1**(3) (2001).
 46. ICRP. *Data for Protection Against Ionizing Radiation from External Sources: Supplement to ICRP Publication 15. ICRP Publication 21.*, Pergamon Press (1973).
 47. ICRU. *ICRU Report 39: Determination of Dose Equivalents Resulting from External Radiation Sources*, Journal of the ICRU **os-15**(2) (1985).
 48. ICRU. *Conversion Coefficients for use in Radiological Protection against External Radiation. ICRP Publication 74*, Annals of the ICRP **26**(3–4) (1996).
 49. Howell, R. M. and Burgett, E. A. *Secondary neutron spectrum from 250-MeV passively scattered proton therapy: Measurement with an extended-range Bonner sphere system: Measurement of neutron spectrum from proton therapy*, Med. Phys. **41**(9), 092104 (2014).
 50. Bramblett, R. L., Ewing, R. I. and Bonner, T. W. *A new type of neutron spectrometer*, Nuclear Instruments and Methods **9**(1), 1–12 (1960).

51. Zielczyński, M., Golnik, N., Makarewicz, M. and Sullivan, A. H. *Definition of Radiation Quality by Initial Recombination of Ions*, presented at Proceedings of the 7th Symp on Microdosimetry, 1980, 853–862.
52. Zielczyński, M. and Golnik, N. *Recombination index of radiation quality - measuring and applications*, Radiation Protection Dosimetry **52**(1–4), 419–422 (1994).
53. Thomas, D. J. *Neutron spectrometry for radiation protection*, Radiation Protection Dosimetry **110**(1–4), 141–149 (2004).
54. Thomas, D. J. *Neutron spectrometry*, Radiation Measurements **45**(10), 1178–1185 (2010).
55. Brooks, F. D. *Neutron detectors and spectrometers*, presented at Fifth International Conference on Applications of Nuclear Techniques: Neutrons in Research and Industry, 27 February 1997, Crete, Greece, 538.
56. Brooks, F. D. and Klein, H. *Neutron spectrometry—historical review and present status*, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment **476**(1–2), 1–11 (2002).
57. Awschalom, M. and Sanna, R. S. *Applications of Bonner Sphere Detectors in Neutron Field Dosimetry*, Radiation Protection Dosimetry **10**(1–4), 89–101 (1983).
58. Alevra, A. V. *Neutron Spectrometry with Bonner Spheres: Applications in Physics and Dosimetry*, presented at Proc. SPIE 2867, International Conference Neutrons in Research and Industry, 1997, Crete, 274–277, Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE).
59. Thomas, D. J. and Alevra, A. V. *Bonner sphere spectrometers—a critical review*, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment **476**(1–2), 12–20 (2002).
60. Mares, V., Schraube, G. and Schraube, H. *Calculated neutron response of a Bonner sphere spectrometer with ^3He counter*, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment **307**(2–3), 398–412 (1991).
61. Mares, V. and Schraube, H. *Evaluation of the response matrix of a Bonner sphere spectrometer with LiI detector from thermal energy to 100 MeV*, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment **337**(2–3), 461–473 (1994).
62. Bedogni, R., Esposito, A., Domingo, C., Fernandez, F., Garcia, M. J. and Angelone, M. *Performance of the UAB and the INFN-LNF Bonner sphere spectrometers in quasi monoenergetic neutron fields*, Radiation Protection Dosimetry **126**(1–4), 342–345 (2007).

63. Bedogni, R., Esposito, A., Gentile, A., Angelone, M. and Gualdrini, G. *Determination and validation of a response matrix for a passive Bonner sphere spectrometer based on gold foils*, Radiation Measurements **43**(2–6), 1104–1107 (2008).
64. Matzke, M. *Unfolding procedures*, Radiation Protection Dosimetry **107**(1–3), 155–174 (2003).
65. Reginatto, M. *Overview of spectral unfolding techniques and uncertainty estimation*, Radiation Measurements **45**(10), 1323–1329 (2010).
66. Matzke, M. *Unfolding of Pulse Height Spectra: The HEPRO Program System*, PTB-N-19, Physikalisch Technische Bundesanstalt (1994).
67. Bedogni, R., Domingo, C., Esposito, A. and Fernández, F. *FRUIT: An operational tool for multisphere neutron spectrometry in workplaces*, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment **580**(3), 1301–1309 (2007).
68. Reginatto, M. and Goldhagen, P. *MAXED, A Computer Code For Maximum Entropy Deconvolution of Multisphere Neutron Spectrometer Data*, Health Physics **77**(5), 579–583 (1999).
69. Reginatto, M., Goldhagen, P. and Neumann, S. *Spectrum unfolding, sensitivity analysis and propagation of uncertainties with the maximum entropy deconvolution code MAXED*, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment **476**(1–2), 242–246 (2002).
70. Reginatto, M. *Bayesian approach for quantifying the uncertainty of neutron doses derived from spectrometric measurements*, Radiation Protection Dosimetry **121**(1), 64–69 (2006).
71. Dommert, M., Reginatto, M., Zbořil, M., Fiedler, F., Helmbrecht, S., Enghardt, W. and Lutz, B. *A Bayesian Approach for Measurements of Stray Neutrons at Proton Therapy Facilities: Quantifying Neutron Dose Uncertainty*, Radiation Protection Dosimetry **180**(1–4), 319–323 (2018).
72. Wilpert, T. *Boron trifluoride detectors*, Neutron News **23**(4), 14–19 (2012).
73. Bedogni, R., Ferrari, P., Gualdrini, G. and Esposito, A. *Design and experimental validation of a Bonner Sphere Spectrometer based on Dysprosium activation foils*, Radiation Measurements **45**(10), 1201–1204 (2010).
74. Esposito, A., Bedogni, R., Lembo, L. and Morelli, M. *Determination of the neutron spectra around an 18 MV medical LINAC with a passive Bonner sphere spectrometer based on gold foils and TLD pairs*, Radiation Measurements **43**(2–6), 1038–1043 (2008).

75. Tripathy, S. P., Bakshi, A. K., Sathian, V., Tripathi, S. M., Vega-carrillo, H. R., Nandy, M., Sarkar, P. K. and Sharma, D. N. *Measurement of ^{241}Am –Be spectra (bare and Pb-covered) using TLD pairs in multi-spheres: Spectrum unfolding by different methods*, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment **598**(2), 556–560 (2009).
76. Sokolov, A., Kozlova, E., Boscolo, D., Durante, M., Horst, F., Radon, T., Schuy, C. and Weber, U. *Neutron spectra at a high energy heavy ion accelerator measured with a TLD-based Bonner spectrometer.*, J. Inst. **16**(10), P10022 (2021).
77. Wiegel, B. and Alevra, A. V. *NEMUS—the PTB Neutron Multisphere Spectrometer: Bonner spheres and more*, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment **476**(1–2), 36–41 (2002).
78. Agosteo, S., Bedogni, R., Caresana, M., Charitonidis, N., Chiti, M., Esposito, A., Ferrarini, M., Severino, C. and Silari, M. *Characterization of extended range Bonner Sphere Spectrometers in the CERF high-energy broad neutron field at CERN*, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment **694**, 55–68 (2012).
79. Mares, V., Romero-Expósito, M., Farah, J., Trinkl, S., Domingo, C., Dommert, M., Stolarczyk, L., Van Ryckeghem, L., Wielunski, M., Olko, P. and Harrison, R. M. *A comprehensive spectrometry study of a stray neutron radiation field in scanning proton therapy*, Phys. Med. Biol. **61**(11), 4127–4140 (2016).
80. Lutz, B., Reginatto, M., Zboril, M., Dommert, M., Swanson, R., Enghardt, W. and Fiedler, F. *Characterisation of the Secondary Neutron Radiation at the University Proton Therapy Dresden*, 2018 IEEE Nuclear Science Symposium and Medical Imaging Conference Proceedings (NSS/MIC), 1–6 (2018).
81. Brall, T., Mares, V., Bütikofer, R. and Rühm, W. *Assessment of secondary neutrons from galactic cosmic rays at mountain altitudes – Geant4 simulations and ground-based measurements of neutron energy spectra*, Radiation Measurements **144**, 106592 (2021).
82. Toyokawa, H., Uritani, A., Mori, C., Takeda, N. and Kudo, K. *A Spherical Neutron Counter with an Extended Energy Response for Dosimetry*, Radiation Protection Dosimetry **70**(1–4), 365–370 (1997).
83. Yamaguchi, S., Uritani, A., Sakai, H., Mori, C., Iguchi, T., Toyokawa, H., Takeda, N. and Kudo, K. *Spherical neutron detector for space neutron measurement*, Nuclear Instruments

- and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment **422**(1), 600–605 (1999).
84. Drake, P. and Kierkegaard, J. *Use of a Boron Doped Spherical Phantom for the Investigation of Neutron Directional Properties: Comparison Between Experiment and MCNP Simulation*, Radiation Protection Dosimetry **81**(4), 271–276 (1999).
 85. Lis, M., Gómez-Ros, J. M. and Delgado, A. *Preliminary design of a single sphere multidetector directional neutron spectrometer using TLD-600*, Radiation Measurements **43**(2–6), 1033–1037 (2008).
 86. Lis, M., Gómez-Ros, J. M., Bedogni, R. and Delgado, A. *Design and feasibility of a multi-detector neutron spectrometer for radiation protection applications based on thermoluminescent ${}^6\text{LiF:Ti,Mg}$ (TLD-600) detectors*, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment **584**(1), 196–203 (2008).
 87. Olko, P. and Bilski, P. *Microdosimetric Understanding of Dose Response and Relative Efficiency of Thermoluminescence Detectors*, Radiation Protection Dosimetry **192**(2), 165–177 (2020).
 88. Gryziński, M., Tulik, P. and Zielczyński, M. *Ionisation Chambers Containing Boron as Neutron Detectors in Mixed Radiation Fields*, Polish Journal of Medical Physics And Engineering **13**(2), 79–91 (2007).
 89. Schwarz, A. L., Schwarz, R. A. and Schwarz, A. R. MCNPX/6© Visual Editor Computer Code Manual (2018).
 90. Carter, L. L. and Schwarz, R. A. *MCNP visual editor computer code manual*, 20 April 1995, WHC-SD-GN-SWD--30005, 88641.
 91. Almond, P., Attix, F. H., Awschalom, M., Bloch, P., Eenmaa, J., Goodman, L., Graves, R., Horton, J., Kuchnir, F., McDonald, J., Otte, V., Shapiro, P., Smathers, P., Suntharalingam, N. and Waterman, F. Protocol for Neutron Beam Dosimetry, 0883182769 (1980).
 92. IAEA. Current Status of neutron capture therapy, IAEA-TECDOC-1223, International Atomic Energy Agency (2001).
 93. Daquino, G. G. and Voorbraak, W. P. A Review of the Recommendations for the Physical Dosimetry of Boron Neutron Capture Therapy (BNCT), Joint Research Centre (2008).
 94. Sauerwein, W. and Moss, R. Requirements for boron neutron capture therapy (BNCT) at a nuclear research reactor. Publications Office (2009).
 95. Sauerwein, W., Wittig, A., Moss, R. and Nakagawa, Y., eds. Neutron Capture Therapy: Principles and Applications. Springer Berlin Heidelberg (2012) ISBN 978-3-642-31333-2.

96. Bedogni, R., Lega, A., Calamida, A., Monti, V., Castro-Campoy, A. I., Menzio, L., Napolitano, T., Pola, A., Bortot, D., Pietropaolo, A., Costa, M. and Altieri, S. *NCT-WES: A new single moderator directional neutron spectrometer for neutron capture therapy. Experimental validation*, EPL **134**(4), 42001 (2021).
97. Parisi, G., Pola, A., Bortot, D., Mazzucconi, D., D'Angelo, G., Magni, C., Postuma, I., Bortolussi, S., Protti, N., Altieri, S., Tamburini, U. A., Vercesi, V. and Agosteo, S. *Development of the ACSpect neutron spectrometer: Technological advance and response against an accelerator-based neutron beam*, Radiation Measurements **154**, 106776 (2022).
98. Maciak, M., Ośko, J., Tulik, P. and Tyimińska, K. *Model numeryczny wielosygnałowej komory jonizacyjnej*, presented at VXIII KBIB 2013, 2013.
99. Zielczynski, M., Gryziński, M. A. and Soboń, R. *Multi-signal ionization chamber as a neutron spectrometer*, Patent No. 224097 (2016).
100. Vlachoudis, V. *FLAIR: A Powerful But User Friendly Graphical Interface For FLUKA*, presented at Proc. Int. Conf. on Mathematics, Computational Methods & Reactor Physics (M&C 2009), 2009, Saratoga Springs, American Nuclear Society.
101. *Model 6521 Low Current and Model 6522 Voltage/Current Scanner Cards Instruction Manual Rev. B.* <<https://www.tek.com/en/keithley-accessories/cables-manual/model-6521-low-current-and-model-6522-voltage-current-scanner-car>> (27 March 2023).
102. *6517B Electrometer/High Resistance Meter Datasheet | Tektronix.* <<https://www.tek.com/en/datasheet/6517b-electrometer-high-resistance-meter>> (27 March 2023).
103. Zielczynski, M. and Golnik, N. *Rekombinacyjne komory jonizacyjne*. IEA (2000) ISBN 978-83-914809-2-2.
104. Golnik, N. *Recombination chambers-do the old ideas remain useful?*, Radiation Protection Dosimetry **180**(1–4), 3–9 (2018).
105. Golnik, N., Gryziński, M. A., Kowalska, M., Meronka, K. and Tulik, P. *Characterisation of radiation field for irradiation of biological samples at nuclear reactor-comparison of twin detector and recombination methods*, Radiation Protection Dosimetry **161**(1–4), 196–200 (2014).
106. Zielczyński, M., Golnik, N., Gryziński, M. A. and Tulik, P. *The use of recombination chambers at radiation therapy facilities*, Radiation Measurements **45**(10), 1472–1475 (2010).
107. Jakubowska, E., Golnik, N., Gryzinski, M. and Tulik, P. *Application of recombination chambers for determination of neutron ambient dose equivalent at the door to the maze of*

- linear accelerator vault*, Polish Journal of Medical Physics And Engineering **17**(3), 153–158 (2011).
108. Jakubowska, E. A., Gryziński, M. A., Golnik, N., Tulik, P., Stolarczyk, L., Horwacik, T., Zbroja, K. and Góra, Ł. *Ambient dose equivalent measurements in secondary radiation fields at proton therapy facility CCB IFJ PAN in Krakow using recombination chambers*, Nukleonika **61**(1), 23–28 (2016).
 109. Jakubowska, E., Zielczyński, M., Golnik, N., Gryziński, M. A. and Krzemiński, Ł. *A ring-shaped recombination chamber for hadron therapy dosimetry*, Radiation Protection Dosimetry **161**(1–4), 201–204 (2014).
 110. Golnik, N. and Zielczynski, M. *Dosimetry of high-energy neutron radiation fields using recombination chambers*, 2007 IEEE Nuclear Science Symposium Conference Record, 2065–2069, IEEE (2007).
 111. Golnik, N., Cherevaterenko, E. P., Serov, A. Y., Shvidkij, S. V., Sychev, B. S. and Zielczyński, M. *Recombination index of radiation quality of medical high energy neutron beams*, Radiation Protection Dosimetry **70**(1–4), 215–218 (1997).
 112. Tulik, P. and Golnik, N. *Studies of recombination chambers filled with nitrogen for BNCT dosimetry*, Nukleonika **54**(4), 255–259 (2009).
 113. Bilski, P., Olko, P., Tracz, G., Golnik, N., Pytel, K., Zielczynski, M. and Tulik, P. *Improved dosimetry of BNCT by activation foils, modified thermoluminescent detectors and recombination chambers*, Nukleonika **49**(2), 51–56 (2004).
 114. Zielczyński, M., Golnik, N. and Rusinowski, Z. *A computer controlled ambient dose equivalent meter based on a recombination chamber*, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment **370**(2–3), 563–567 (1996).
 115. International Organization for Standardization. (ISO 8529-1:2021). *Neutron reference radiations fields — Part 1: Characteristics and methods of production* (2021).
 116. International Organization for Standardization. (ISO 8529-3:1998). *Reference neutron radiations — Part 3: Calibration of area and personal dosimeters and determination of response as a function of energy and angle of incidence* (1998).
 117. Sweezy, J. E., Booth, T. E., Brown, F. B., Bull, J. S., Forster, R. A., III, Goorley, J. T., Hughes, H. G., III, Martz, R. L., Prael, R. E., Sood, A., Zukaitis, A. J., Little, R. C., Trelue, H. R., White, M. C., Lee, M. B. and Girard, S. M. MCNP - A General Monte Carlo N-Particle Transport Code, Version 5 - Volume 2: User's Guide, LA-CP-03-0245 (Revised 2/1/2008), Los Alamos National Laboratory (2003).

118. Goorley, T., James, M., Booth, T., Brown, F., Bull, J., Cox, L. J., Durkee, J., Elson, J., Fensin, M., Forster, R. A., Hendricks, J., Hughes, H. G., Johns, R., Kiedrowski, B., Martz, R., Mashnik, S., McKinney, G., Pelowitz, D., Prael, R., et al. *Initial MCNP6 Release Overview*, Nuclear Technology **180**(3), 298–315 (2012).
119. IAEA. *Compendium of Neutron Spectra and Detector Responses for Radiation Protection Purposes*. International Atomic Energy Agency (2001) ISBN 92-0-102201-8.
120. Maciak, M. *Wirtualny model hali kalibracyjnej do obliczeń kodami MCNP*, praca dyplomowa inżynierska (2011).
121. ICRU. *ICRU Report 57: Conversion coefficients for use in radiological protection against external radiation*, Journal of the ICRU **os-29**(2) (1998).
122. Söderström, P.-A., Matei, C., Capponi, L., Açıksoz, E., Balabanski, D. L. and Mitu, I.-O. *Characterization of a plutonium–beryllium neutron source*, Applied Radiation and Isotopes **167**, 109441 (2021).
123. Martin, R. C., Knauer, J. B. and Balo, P. A. *Production, distribution and applications of californium-252 neutron sources*, Applied Radiation and Isotopes **53**(4–5), 785–792 (2000).
124. ICRP. *General principles for the radiation protection of workers*. ICRP Publication 75, Annals of the ICRP **27**(1) (1997).
125. Waters, L. S., McKinney, G. W., Durkee, J. W., Fensin, M. L., Hendricks, J. S., James, M. R., Johns, R. C. and Pelowitz, D. B. *The MCNPX Monte Carlo Radiation Transport Code*, AIP Conference Proceedings **896**, 81–90, AIP (2007).
126. Battistoni, G., Cerutti, F., Fassò, A., Ferrari, A., Muraro, S., Ranft, J., Roesler, S. and Sala, P. R. *The FLUKA code: description and benchmarking*, AIP Conference Proceedings **896**, 31–49, AIP (2007).
127. Ferrari, A., Sala, P. R., Fassò, A. and Ranft, J. *FLUKA: A Multi-Particle Transport Code*, SLAC-R-773, 877507, SLAC-R-773, 877507 (2005).
128. Böhlen, T. T., Cerutti, F., Chin, M. P. W., Fassò, A., Ferrari, A., Ortega, P. G., Mairani, A., Sala, P. R., Smirnov, G. and Vlachoudis, V. *The FLUKA Code: Developments and challenges for high energy and medical applications*, Nuclear Data Sheets **120**, 211–214 (2014).
129. Sato, T., Iwamoto, Y., Hashimoto, S., Ogawa, T., Furuta, T., Abe, S., Kai, T., Tsai, P.-E., Matsuda, N., Iwase, H., Shigyo, N., Sihver, L. and Niita, K. *Features of Particle and Heavy Ion Transport code System (PHITS) version 3.02*, Journal of Nuclear Science and Technology **55**(6), 684–690 (2018).

130. Golnik, N. *Microdosimetry Using a Recombination Chamber: Method and Applications*, Radiat. Prot. Dosim. **61**(1–3), 125–128 (1995).
131. Golnik, N., Brede, H. J. and Guldbakke, S. *H*(10) response of the REM-2 recombination chamber in monoenergetic neutron fields*, Radiat. Prot. Dosim. **74**(3), 139–144 (1997).
132. ICRU. *ICRU Report 44: Tissue Substitutes in Radiation Dosimetry and Measurement*, Journal of the ICRU **os-23**(1) (1989).
133. ICRU. *ICRU Report 33: Radiation Quantities and Units*, Journal of the ICRU **os-17**(2) (1980).
134. Auxier, J. A., Snyder, W. S. and Jones, T. D. *Neutron Interactions and Penetration in Tissue*, [Fundamentals], Elsevier, 275–316 (1968).
135. WHO. Human resources for medical devices, the role of biomedical engineers. World Health Organization (2017) ISBN 978-92-4-156547-9.
136. IAEA. Neutron Monitoring for Radiological Protection. International Atomic Energy Agency (1985) ISBN 92-0-125485-7.
137. IAEA. Neutron Monitoring for Radiation Protection, 1020–6450, 230 (2021).
138. Jaffé, G. *Zur Theorie der Ionisation in Kolonnen*, Ann. Phys. **347**(12), 303–344 (1913).
139. Jaffé, G. *Zur Theorie der Ionisation in Kolonnen. II*, Ann. Phys. **393**(7), 977–1008 (1929).
140. Jaffé, G. *On the Theory of Recombination*, Phys. Rev. **58**(11), 968–976 (1940).
141. Jaffé, G. *On the Joint Action of Diffusion and Recombination of Ions*, Phys. Rev. **59**(8), 652–658 (1941).
142. Lea, D. E. *The theory of ionisation measurements in gases at high pressures*, Math. Proc. Camb. Phil. Soc. **30**(1), 80–101 (1934).
143. Kara-Michailova, E. and Lea, D. E. *The interpretation of ionization measurements in gases at high pressures*, Math. Proc. Camb. Phil. Soc. **36**(1), 101–126 (1940).
144. Sullivan, A. H. The estimation of the distribution of energy loss of ionizing radiation from observations of the initial recombination of ions in a gas, CERN 69-1, CERN, 90 (1969).

7. ZAŁĄCZNIK A – publikacje

Poniższy załącznik zawiera artykuły, które stanowią cykl publikacji:

[A] Tymińska, K., **Maciak, M.**, Ośko, J., Tulik, P., Zielczyński, M., Gryziński, M. A. *Study on the influence of the B₄C layer thickness on the neutron flux and energy distribution shape in multi-electrode ionization chamber.* (2014). Radiat. Prot. Dosim., 161(1-4), 210-215. <https://doi.org/10.1093/rpd/ncu050>

[B] **Maciak, M.**, Golnik, N., Dworecki, K., Domański, S., Tulik, P., Araszkiewicz, A. *Passive multi-layer neutron spectrometer for neutron radiation dosimetry.* (2015). Proc. SPIE 9662, Photonics Applications in Astronomy, Communications, Industry, and High-Energy Physics Experiments 2015, 96622E.

[C] **Maciak, M.** *Calculation of LET distributions in the active volume of a recombination chamber.* (2018). Radiat. Prot. Dosim., 180(1-4), 407-412. <https://doi.org/10.1093/rpd/ncy073>

[D] Tymińska, K., Gryziński, M. A., **Maciak, M.** *Calculated neutron energy dependence of the dose-response of large recombination chamber.* (2019). Nukleonika, 64(4), 117-121. <https://doi.org/10.2478/nuka-2019-0015>

[E] **Maciak, M.**, Tulik, P. *Dosimetry and microdosimetry of monoenergetic neutrons using recombination chamber – measurements and Monte Carlo simulations.* (2022). Radiat. Meas., 158, 106861. <https://doi.org/10.1016/j.radmeas.2022.106861>

[F] **Maciak, M.**, Domański, S., Tulik, P., Tymińska, K., Gryziński, M. A. *Multisignal ionization chamber with a B₄C coating as an active neutron beam spectrometer: Monte Carlo simulations.* (2023). Radiat. Prot. Dosim., accepted manuscript. <https://doi.org/10.1093/rpd/ncac291>

[G] **Maciak M.**, Domański S., Tulik P., Tymińska K., Gryziński M. A., *Unfolding of ²³⁹Pu-Be and ²⁵²Cf neutron energy spectra using passive multi-layer neutron spectrometer.* (2023). Radiat. Prot. Dosim., accepted manuscript. <https://doi.org/10.1093/rpd/ncad169>

STUDY ON THE INFLUENCE OF THE B₄C LAYER THICKNESS ON THE NEUTRON FLUX AND ENERGY DISTRIBUTION SHAPE IN MULTI-ELECTRODE IONISATION CHAMBER

K. Tyminska^{1,*}, M. Maciak², J. Ośko¹, P. Tulik², M. Zielczyński¹ and M.A. Gryziński¹

¹National Centre for Nuclear Research, ul. A. Sołtana 7, 05-400 Otwock-Świerk, Poland

²Institute of Metrology and Biomedical Engineering, Warsaw University of Technology, Św. A. Boboli 8, 02-525 Warsaw, Poland

*Corresponding author: katarzyna.tyminska@ncbj.gov.pl

A model of a multi-electrode ionisation chamber, with polypropylene electrodes coated with a thin layer of B₄C was created within Monte Carlo N-Particle Transport Code (MCNPX) and Fluktuierende Kaskade (FLUKA) codes. The influence of the layer thickness on neutron absorption in B₄C and on the neutron spectra in the consecutive intra-electrode gas volumes has been studied using the MCNPX and FLUKA codes. The results will be used for designing the new type of the ionisation chamber.

INTRODUCTION

The most common methods used for the determination of neutron spectrum are the measurements of recoil protons energy or the use of sets of moderators with different thicknesses, like in Bonner spheres method, which offers good accuracy and is often considered as a reference method. A serious shortcoming of the method is the necessity of replacing the Bonner spheres and repeating measurements and so the neutron field should be constant in time. Moreover, the method is time- and labour consuming. Both these factors significantly limit the use of Bonner spheres in routine measurements.

Another possible approach is to place thermal neutron detectors at different depths in a moderator and to irradiate all of them at the same time. The new idea, investigated in this work, was to design a multi-electrode ionisation chamber with electrodes made of moderating material. The electrodes would be covered with a thin layer of B₄C, so that it could be expected that the signal would be mostly from alpha particles generated in reactions of thermal neutrons with ¹⁰B nuclei. The chamber is irradiated from the top and so the neutrons pass through all the electrodes and the values of ionisation current are measured separately in each of the consecutive intra-electrode gas volumes. The idea is partly based on the experience with the construction and use of large, multi-electrode recombination chambers of REM-2 type, which are used in neutron dosimetry for the determination of $H^*(10)^{(1)}$. Tissue-equivalent electrodes of the REM-2 chamber have a total mass of 6.5 kg and serve not only as electrodes but also as moderating and scattering phantom, simulating the International Commission on Radiation Units and Measurements sphere.

This work is devoted to modelling a multi-electrode chamber and neutron spectra in consecutive intra-electrode volumes using Monte Carlo N-Particle Transport Code (MCNPX) and Fluktuierende Kaskade (FLUKA) codes. The results will be used for designing the new chamber for neutron beam dosimetry.

NUMERICAL MODEL OF THE CHAMBER

Multi-electrode ionisation chamber (Figure 1) consists of 21 polarising and collecting electrodes placed alternately. Each of the polarising electrodes is coated on both sides with a thin layer of boron carbide (B₄C) in order to absorb thermal and epithermal neutrons. The gas filling the chamber is dry air. Electrodes, side, front and rear panels, top and bottom plates as well as the columns (the rods supporting the construction and driving current to collecting electrodes) are made of conductive polypropylene. The main construction parameters of the chamber are given in Table 1.

The housing box of the chamber is made of aluminium alloy. The box is isolated from the inside conductive part of the detector with 3 mm thick plates, made of non-conducting polypropylene.

The measurements of ionisation current will be performed using multichannel electrometer. The signal will be collected from each electrode separately, making it possible to evaluate the thermal neutron flux after crossing each particular moderating and absorbing layer.

Numerical models of the chamber have been created within the MCNPX and FLUKA codes for comparison; however, the MCNPX results are considered as more reliable for low-energy neutrons, because

STUDY ON THE INFLUENCE OF THE B₄C LAYER THICKNESS

the FLUKA code is dedicated to calculations in higher energy range.

METHOD

Two computing Monte Carlo codes were used: MCNPX⁽²⁾ and FLUKA^(3, 4). The MCNPX code is considered in this work as the main one, while results from FLUKA are shown for comparison.

Within the both codes a cuboid multi-electrode ionisation chamber was created, with 21 square electrodes made of conductive polypropylene with a thickness of 10 mm each. A thin layer of boron carbide coats all the electrodes. The thicknesses of the B₄C layers have been expressed in simulations by their area densities and could be freely modified. In this work they varied from 25 to 600 mg cm⁻². The layers with a high area density were examined in order to find the dependence of neutron absorption on the B₄C thickness, while very thin layers were simulated in order to determine the influence of the layer thickness on the chamber sensitivity.

All the simulations were performed for the neutron beam with energy spectrum corresponding to ²⁵²Cf⁽⁵⁾ radiation source, impinging parallel to the chamber axis, so that the neutrons were moderated in

subsequent electrodes and partly absorbed in the boron carbide layer.

The neutron flux (MCNPX tally F2 and FLUKA USRBDX estimator) was calculated at the boundary between the electrode and B₄C layer for each of the 21 electrodes, as well as at the electrode cap, and at the detector base.

The chamber sensitivity to neutrons was studied through calculations of the dose absorbed in the chamber gas (MCNPX tally +F6) in dependence on the B₄C layer thickness. The neutrons collide with boron ¹⁰B, producing alpha particles and lithium recoil nuclei in ¹⁰B(n,α)⁷Li reaction. The reaction products interact with the matter losing their energy at a very short distance. When the B₄C layer thickness is comparable with the alpha range in this material, the large part of the energy is absorbed in the chamber gas, increasing significantly the chamber sensitivity.

RESULTS AND DISCUSSION

As mentioned above, the calculations of the neutron flux were performed for simulated irradiation with ²⁵²Cf radiation source assuming various B₄C layer thicknesses. All the results are presented per one neutron entering the chamber.

Figures 2 and 3 present the flux calculated at chosen electrodes, for minimum (25 mg cm⁻²) and maximum (600 mg cm⁻²) simulated area density of the B₄C layer, respectively. The chamber lid and electrodes with the numbers 1, 9 and 21 were chosen for presentation. It can be seen that the difference between the lid and first electrode is negligible for all the B₄C layer thicknesses. For deeper electrodes the observed change in the neutron energy spectrum becomes visible, being the result of both slowing in the electrodes material and the absorption in B₄C layers. As expected, the degree of absorption depends on the thickness of the layer as well as on the total thickness of the moderating material of chamber electrodes.

Influence of the neutron spectrum on the B₄C layer thickness is illustrated in Figure 4. The deepest

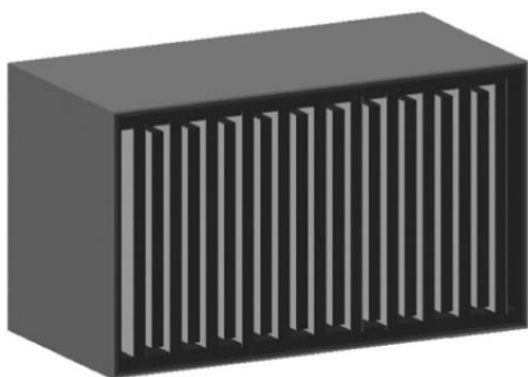


Figure 1. The model of the multi-electrode chamber created using the Fluka code.

Table 1. Construction parameters of the modeled multi-electrode chamber.

Total height	345 mm
Size	210 × 204 mm
Number of polarising electrodes	11
Number of collecting electrodes	10
Thickness of the electrodes	10 mm each
Moderating material (electrodes)	PP-EL (conducting polypropylene) 0.9 g cm ⁻³
Absorbing material	B ₄ C – 2.52 g cm ⁻³
Absorbing layer thickness	Various
Filling gas	Dry air, 0.00120484 g cm ⁻³
The case material	Aluminium alloy PA4 – 2.7 g cm ⁻³

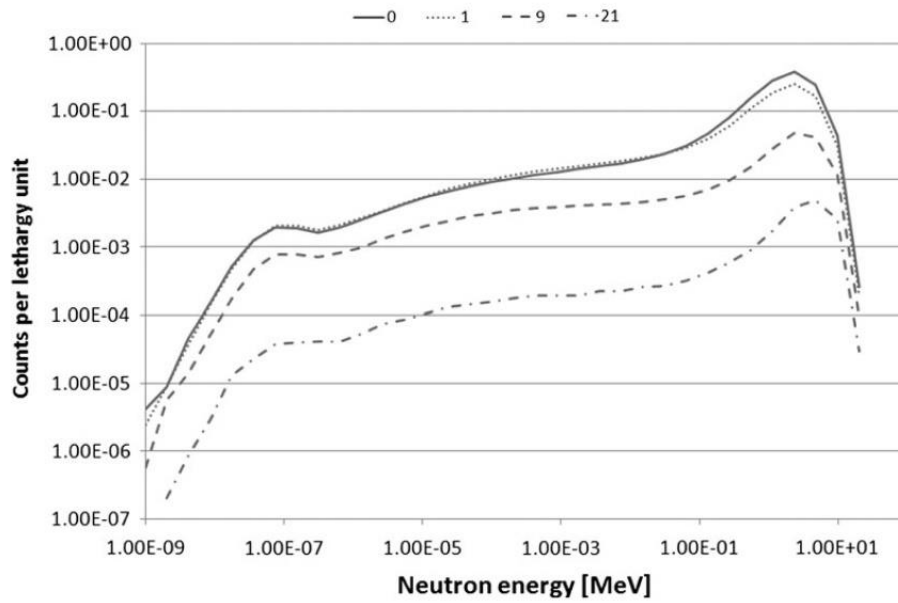


Figure 2. Neutron flux on the chamber lid (0) and chosen electrodes (1-9-21) calculated with MCNPX code for the B_4C layer thickness of 25 mg cm^{-2} .

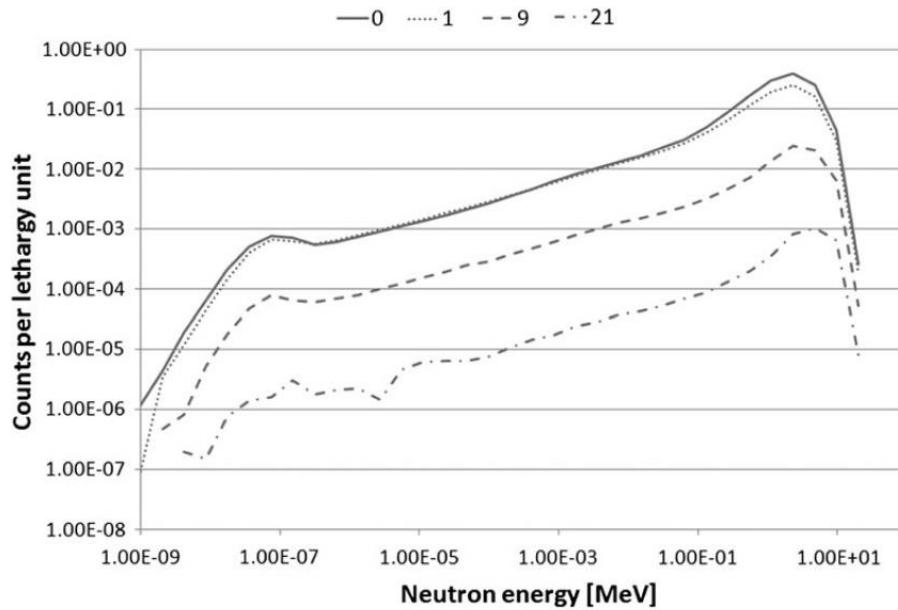


Figure 3. Neutron flux on the chamber lid (0) and chosen electrodes (1-9-21) calculated with MCNPX code for the B_4C layer thickness of 600 mg cm^{-2} .

electrode (number 21) has been chosen for presentation. It can be seen that the neutrons of lower energies are effectively absorbed in the boron carbide. Even the thinnest considered layer is sufficient for effective absorption of thermal and epithermal neutrons. When the layer thickness increases up to 300 mg cm^{-2}

one can observe a large decrease in neutron flux in the neutron energy region up to few kiloelectronvolt region. Further increase of the layer thickness up to 600 mg cm^{-2} causes attenuation of the flux, but the neutron spectrum does not change significantly. Absorption of the faster neutrons is very slight even

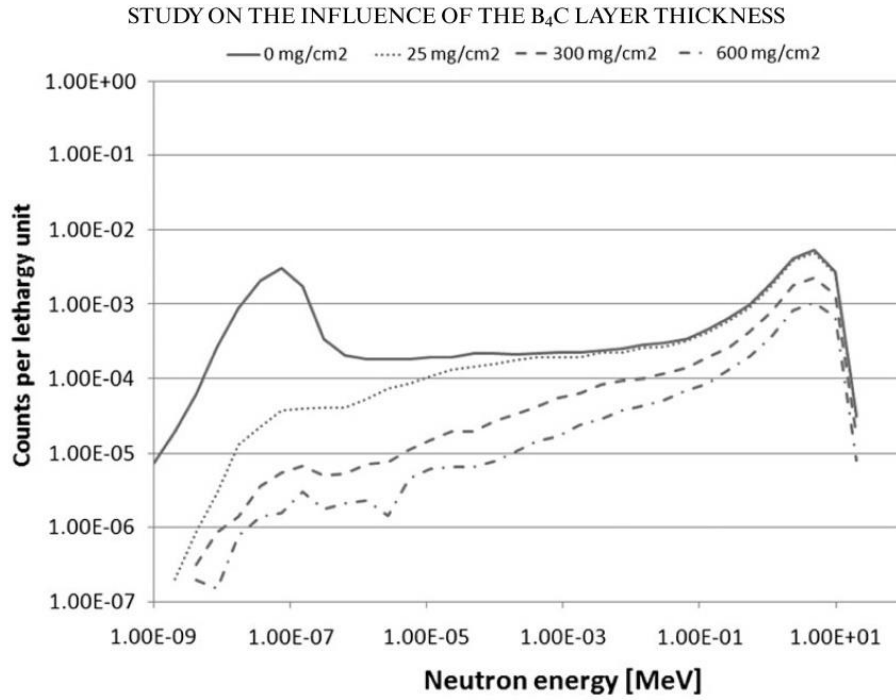


Figure 4. Neutron flux on the lowest electrode (21) calculated with MCNPX code for various values of the B₄C layer thickness.

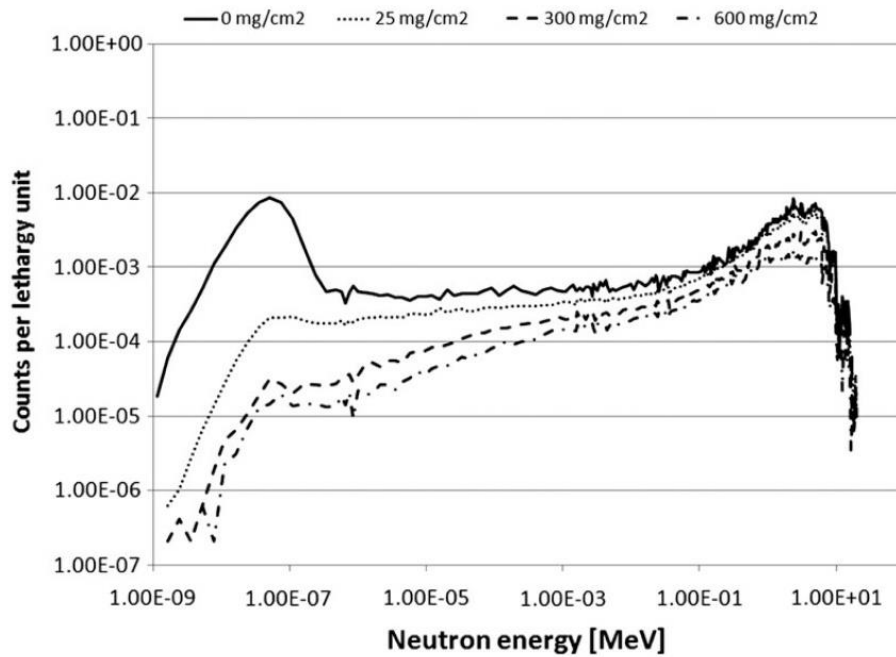


Figure 5. Neutron flux on the lowest electrode (21) calculated with the FLUKA code for various values of the B₄C layer thickness.

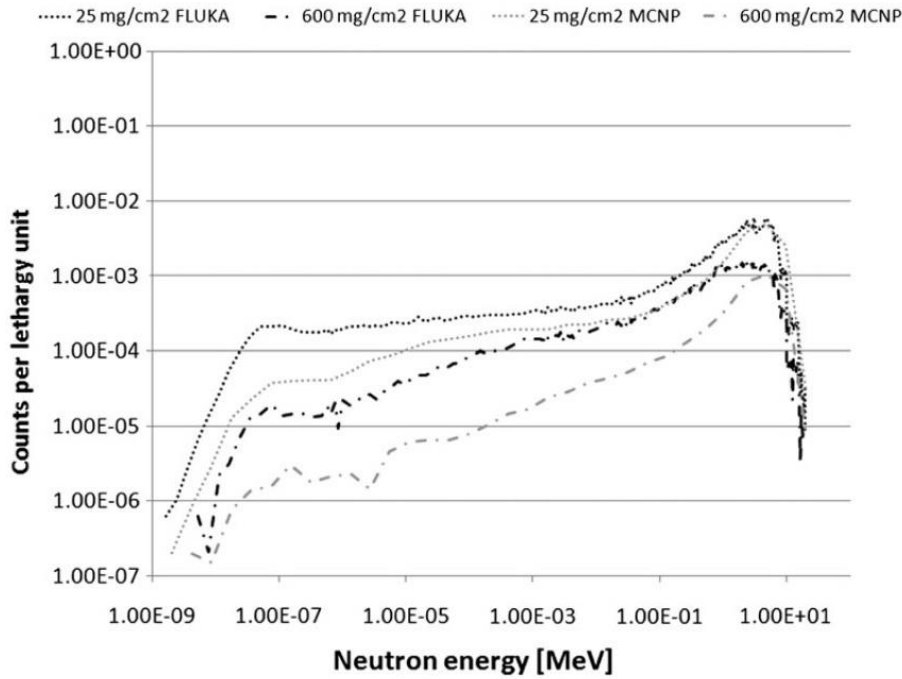


Figure 6. Neutron flux on the lowest electrode (21) for various values of the B_4C layer thickness – comparison of the results obtained with two codes.

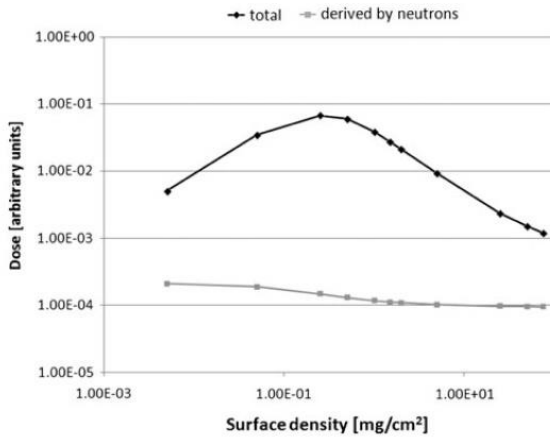


Figure 7. The dose absorbed in the gas in dependence on the B_4C layer thickness.

for the thickest B_4C layer and so all the resulting spectra reach a maximum in the same range, close to the maximum neutron energy from the source.

The same plot as in Figure 4, but calculated with the FLUKA code is shown in Figure 5. The shape of neutron spectra calculated by both codes is qualitatively similar but fluxes resulting from MCNPX are considerably lower, for all low neutron energies, up to MeV region. This can be clearly seen in Figure 6,

where the results of both codes are compared for minimum and maximum values of the B_4C thickness. As mentioned above, the FLUKA code is dedicated for calculations in high-energy region and so its accuracy for low-energy neutrons is limited.

Figure 7 presents the total dose absorbed in gas (the sum of the doses in all intra-electrode volumes) calculated in dependence on the thickness of the B_4C layer. The range of calculations has been extended and includes also very thin layers, down to $10^{-2} \text{ mg cm}^{-2}$.

The maximum dose corresponds to the layer thickness equal to half of the alpha range in the material. Such a layer is thick enough to provide significant number of $^{10}\text{B}(n,\alpha)^7\text{Li}$ reactions and at the same time it is thin enough for the reaction products to reach the volume filled with gas. Such a thickness seems to be a reasonable choice due to technical reasons – a thin coating layer is easier to obtain than a thick one.

CONCLUSIONS

Presented results of calculations provide quantitative information on attenuation and absorption of neutrons in simulated multi-electrode ionisation chamber with electrodes coated with B_4C . The main interest was to compare the neutron spectra at consecutive collecting electrodes for different thicknesses of the B_4C layer. The calculations were performed for neutrons from ^{252}Cf radiation source. The results indicated that obviously, the

STUDY ON THE INFLUENCE OF THE B₄C LAYER THICKNESS

largest effect on the spectrum shape will be observed at the thickest B₄C layer; however, the layer of $\sim 100\text{--}300\text{ mg cm}^{-2}$ becomes of interest when one wants to combine considerable modification of the spectrum with limited attenuation of the total flux.

Maximum sensitivity of the chamber can be obtained when very thin B₄C layers of $\sim 1\text{ mg cm}^{-2}$ are used. Such layers can be considered as the optimum ones, when the chamber is used as a moderating device with detection of thermal neutrons flux in each of the intra-electrode volumes.

The results of calculations performed with MCNPX and FLUKA codes are qualitatively consistent with each other; however, differs in quantitative estimations. In the low-energy range a discrepancy can be observed probably due to differences in the cross section libraries of both codes.

FUNDING

This work is partly supported by the funds of Strategic Polish Programme: Technologies Supporting Development of Safe Nuclear Power Engineering Task 6: Development

of nuclear safety and radiological protection methods for the nuclear power engineering's current and future needs [SP/J/6/143339/11].

REFERENCES

1. Zielczyński, M., Golnik, N. and Rusinowski, Z. *A computer controlled ambient dose equivalent meter based on a recombination chamber*. Nucl. Instrum. Methods A **370**, 563–567 (1996).
2. MCNPX home page. Los Alamos National Laboratory. Available on <http://mcnpx.lanl.gov/> (August 7 2013, date last accessed).
3. Battistoni, G., Muraro, S., Sala, P. R., Cerutti, F., Ferrari, A., Roesler, S., Fasso, A. and Ranft, J. *The FLUKA code: description and benchmarking*. In: Proceedings of the Hadronic Shower Simulation Workshop 2006, Albrow, M. and Raja, R., Eds, AIP Conference Proceeding 896, Fermilab, 6–8 September 2006, pp. 31–49 (2007).
4. Ferrari, A., Sala, P. R., Fasso, A. and Ranft, J. *FLUKA: a multi-particle transport code*. CERN-2005-10. INFN/TC_05/11, SLAC-R-773 (2005).
5. *Compendium of neutron spectra and detector responses for radiation protection purposes*. Technical Reports Series 318. IAEA (1990).

Passive multi-layer neutron spectrometer for neutron radiation dosimetry

Maciej Maciak^{*a}, Natalia Golnik^a, Konrad Dworecki^a, Szymon Domański^b, Piotr Tulik^a,
Agnieszka Araszkiewicz^b

^aInstitute of Metrology and Biomedical Engineering, Warsaw University of Technology, Św. A. Boboli 8, 02-525 Warsaw, Poland; ^bNational Centre of Nuclear Research, A. Sołtana 7, 05-400 Otwock-Świerk, Poland

ABSTRACT

Paper describes the method of neutron radiation dosimetry using polyethylene moderator and thermoluminescent detectors. Mechanisms of neutrons' slowing down, detection and measurement steps using TLD are presented. The paper contains a description of the construction and the arrangements of the multi-moderator with possibility of placing passive detectors at different thicknesses in the sphere. Additionally, there is presented a possibility of ionization chamber utilization as an active part of the spectrometer. Results of geometrical modelling and Monte Carlo simulations are presented. Response matrices for deconvolution purpose were obtained.

Keywords: neutron spectrometry, thermoluminescence, response matrix

1. INTRODUCTION

Neutron spectrometry (NS) is a wide topic in a field of dosimetry of neutron and mixed n- γ radiation fields. Due to the fact that neutron practically does not interact with electrons it causes only indirect ionization of the matter. It penetrates the meaningful depth in substance and after thermalisation it undergoes nuclear reaction. This is strongly dependent on the material, neutron traverses by, and on its kinetic energy. Secondary radiation, which is a product of neutron interaction with nucleus, enables the primary neutron radiation characteristic properties estimation in an indirect way. Methods based on described process are used not only in neutron spectrometry but also in i.a. radiological protection, beam dosimetry, neutronography, neutron activation analysis (NAA) and around nuclear and medical facilities such as nuclear reactors, medical and industrial linear accelerators, cyclotrons, neutron generators, spallation sources or calibration and research laboratories where neutron sources are used.

Passive and active neutron spectrometry

Methods of neutron spectrometry can be grouped according to their purpose or type of data collection. Apart from their purpose, there are two main groups of neutron spectrometers i.e. active and passive devices. In general the main difference between them, is that data are collected on-line during the measurement or are obtained after it, during the readout procedure. Both types have advantages and disadvantages, and the choice of the detector is dependent on measurement conditions.

Bonner sphere spectrometry

Large group of neutron spectrometers are detectors based on thermalisation process. They utilize material which contains large amount of hydrogen or other low-Z elements. It was proven that light nucleus can slow down neutrons by means of elastic scattering, in a more efficient way. Especially hydrogen nucleus (proton) which mass is very close to the neutron mass, the ratio is $\sim 0,9986$. It represents the situation when kinetic energy of the neutron can be completely transferred to hydrogen nucleus (called recoil proton). One of the first detectors, based on thermalisation of fast neutrons, was Bonner Sphere Spectrometer (BSS)¹. Neutrons were detected by ⁶LiI(Eu) scintillator placed in the centre of polyethylene (PE) spheres with different sizes ranging from 2 to 12 inches. The size and shape of the ⁶LiI crystal was chosen to provide good γ ray discrimination. Using different sphere sizes in the same radiation field the detector placed in the centre provide different response. It is caused by the different degree of moderation and different amount of thermal neutrons which interact with ⁶Li giving the ionizing particles (α and T) which ionize the crystal giving scintillations. Energy of

Photonics Applications in Astronomy, Communications, Industry, and High-Energy Physics Experiments 2015,
edited by Ryszard S. Romaniuk, Proc. of SPIE Vol. 9662, 96622E · © 2015 SPIE
CCC code: 0277-786X/15/\$18 · doi: 10.1117/12.2202441

Proc. of SPIE Vol. 9662 96622E-1

photons emitted by a scintillation crystal is converted to electrical charge (e.g. using photomultipliers or photodiodes) and amplified. The resulting pulse rate is registered. Changing the size of the sphere one can obtain different response of the detector. Firstly the BSS was used for determining the intensity of radiation field which spectrum was well known. But the development of the numerical algorithms enables, under some assumptions, obtaining not only the intensity of the spectra but also the spectrum of unknown neutron radiation field. Using the BSS requires three main steps to obtain the results:

- 1) Collecting data from the count rate measurements for each sphere
- 2) Determination of the response functions for each sphere, defined as the reading per unit fluence as a function of neutron energy
- 3) Deconvolution procedure using numerical algorithms

Realization of the first step is the simplest, but it requires some time for changing the sphere and for precise positioning of the detector for recreating the measurements conditions. Two another steps are not so unambiguous. Obtaining response functions for each sphere can be realized in two ways. The first one is based on monoenergetic neutron sources. It is simply the calibration of the detector in such fields. But there is a problem with the availability of monoenergetic neutrons sources. Neutron energies from 8 keV to 15 MeV were obtained from charged particle reactions on material targets^{1,2}, but creating neutrons with energies below and above this range is difficult, especially at energies above 20 MeV. Another solution are the Monte Carlo simulations of neutron fields. One can create the geometrical model of the detector and the neutron source, and by changing the neutron energy at any range it is possible to simulate the number of reactions occurring within the detector what is proportional to its response. In this method it is important to create a detailed geometry and to perform reliable simulations to get response matrix. The final step to obtain the spectrum of unknown neutron field is to utilize the numerical algorithm for process called deconvolution or unfolding. In general the neutron spectrum unfolding from data obtained from BSS measurements can be described by a system of Fredholm integral equations of the first kind (1):

$$C_i = \int_{E_{min}}^{E_{max}} R_i(E) \Phi(E) dE \quad i = 1, 2, \dots, M \quad (1)$$

The count rate measured by i^{th} sphere, C_i , is expressed as integral, in the whole range of energy (E_{min} to E_{max}), of the multiplication of the response function of the i^{th} sphere, $R_i(E)$, and the neutron fluence, $\Phi(E)$, to which the detector is exposed. In case one would like to obtain a discrete set of equations it can be presented as:

$$C_i = \sum_{k=1}^N R_i(E_k) \Phi(E_k) \quad i = 1, 2, \dots, M \quad (2)$$

where $R_i(E_k)$ is the response function of the i^{th} sphere to neutrons of energy corresponding to the k^{th} energy bin, N is the number of energy bins and $\Phi(E_k)$ is the fluence in the k^{th} energy bin.

In order to calculate reliable neutron spectrum, i.e. the neutron fluence as a function of neutron energy, it is required to divide the whole energy range to a number of energy bins which will be narrow enough to obtain satisfactory energy resolution. However, one should keep in mind that increasing the number of bins causes longer calculations of response matrix as well as more complex and time consuming unfolding process. Nevertheless, in every case we obtain much more unknowns (energy bins) than the number of equations (number of spheres), what leads to the fact that there is no unique solution of the equation (2). So the appropriate selection of the unfolding code is crucial for the final results. There are number of codes based on different approaches to determine neutron fluence as a function of energy, some examples are presented in Table 1.

Table 1. The most popular unfolding codes used for BSS deconvolution.

Method	Codes	Authors	Year
linear and non-linear least-squares	FERDOR	Burrus W. R., Drischler J. D.	1965
	SAND/ SAND-II	McElroy W. N. et al.	1967
	STAY'SL	Perey F. G.	1978
	LOUHI	Routti J. T., et al.	1980
	BON	Sanna R. S.	1981
	BUNKI	Lowry K. A., Johnson T. L.	1984
	LEPRICON	Maerker R. E., et al.	1986
	LSL/ LSL-M2	Stallmann F. W.	1986
	MSANDB	Matzke M.	1987
	DIFBAS	Tichy, M.	1993
	GRAVEL	Matzke M.	1994
	BON94/BONMA	Sannikov 1994	1994
	MSITER/MINCHI	Kocherov N.	1996
Monte Carlo	SWIFT	Sanna R. S.	1971
Bayesian	NUBAY	Sivia, D. S.	1996
Maximum entropy	MIEKE	Matzke M.	1994
	UNFANA	Matzke M.	1994
	MAXED	Reginatto M., Goldhagen P.	1998
Other	SPUNIT	Brackenbush L. W., Scherpelz, R. I.	1984
	HEPRO package	Matzke M.	1994
	FRUIT	Bedogni R., et al.	2007

Thermoluminescence dosimetry (TLD)

Dosimetry based on materials which have the ability for temporary accumulation of energy delivered by ionizing radiation and reemission it after some time by thermal stimulation is called thermoluminescence dosimetry. Process of obtaining the results can be described as follows:

- 1) Irradiation of the TL material
 - a. Ionization of the material
 - b. Electrons are moved from valence to conduction band
 - c. Electrons are trapped in electron traps in the band gap
- 2) End of irradiation, detectors are moved to laboratory
- 3) Readout process
 - a. Thermal stimulation (temperature increasing)
 - b. Electrons are moved from traps to luminescence centres
 - c. Luminescence – energy reemission as light quanta
 - d. Quanta which are proportional to the absorbed dose are counted by reading device
 - e. TL glow curves are obtained
- 4) Comparison with detectors calibrated in standard radiation fields

There is a number of materials which can be used for TLD dosimetry but the most common are LiF:Mg,Ti and LiF:Mg,Cu,P. They are used routinely for radiological protection of personnel which works around facilities emitting ionizing radiation. The above mentioned TLD's differ in sensitivity and energy range. In both types there are three possibilities of lithium enrichment (Li – natural abundance, ^6Li – enrichment, ^7Li – enrichment). It enables the measurement and extraction of neutron component in mixed radiation fields.

BSS-based solutions

Main modifications and new concepts mainly concern detector placed inside the polyethylene sphere. Originally it was $^6\text{LiI}(\text{Eu})$ scintillation crystal, but there were some other active detectors like BF_3 proportional counter or ^3He proportional counter. Another group of detectors are passive detectors like activation foils like gold and indium or mentioned in the previous subsection TLD detectors. Review of detectors based on BSS are presented by Thomas and Alevra³. Spectrometers based on LiF material are much more interesting for this work.

Dinter and Tesch prepared the experimental set-up comprised seven detector probes of the Bonner sphere type equipped with ^6LiF and ^7LiF thermoluminescence dosimeters in the centre of moderators of various diameters⁴. The evaluation method was tested with theoretical spectra which had been obtained using the FLUNEV programme system. Sweezy et al. constructed a TLD-based multisphere spectrometer to measure neutron spectra under high fluence-rate conditions⁵. The multisphere system had used paired TLD-600 and TLD-700 thermoluminescence detectors. Spectral measurements made with this system were compared with measurements made with a $^6\text{LiI}(\text{Eu})$ scintillator-based Bonner sphere spectrometer. A comparison of unfolded spectrum was made with an MCNP code calculation performed using a simplified representation of the reactor and the beam facility. Vega-Carillo also had used TLD-600 and TLD-700 dosimeters for his multisphere neutron spectrometer⁶. The neutron spectra from a bare ^{252}Cf and a D_2O moderated ^{252}Cf sources were measured with the TLD spectrometer and a $^6\text{LiI}(\text{Eu})$ scintillator. With the neutron spectra the total flux, average neutron energy, dose and equivalent dose were calculated. Lis et al. designed a multi-detector neutron spectrometer based on thermoluminescent $^6\text{LiF:Mg,Ti}$ (TLD-600) detectors which were located along three perpendicular axis within a single polyethylene sphere^{7,8}. Response functions were calculated using Monte Carlo code for different incidence directions. Simulated exposures to reference fields of $^{241}\text{Am-Be}$ and ^{252}Cf delivered data for preliminary calculations performed using MAXED, GRAVEL and FRUIT unfolding codes. Gomez-Ros et al. continued work of Lis and improved previous design⁹. Moreover the same group designed and constructed similar spectrometer but based on LiF:Mg,Cu,P material with two types MCP-6 and MCP-7 with different lithium isotopes enrichment¹⁰.

2. MATERIALS AND METHODS

In this work there are presented the design and construction processes, the preparation of the spectrometer and facilities for measurements, experiment configuration and the preliminary results. Another crucial part of the work was creating the geometrical model for Monte Carlo simulation and finally the simulations resulting in response matrices.

Spectrometer design and construction

Designed and constructed spectrometer is based, similarly like detectors described in the previous section, on a single Bonner sphere made of polyethylene. The size of the sphere is 12 inches. According to the technical project it was necessary to modernize the sphere. I was crucial to drill eighteen holes for TLD holders along the radius of the sphere at every 60 degrees. Layout of the holes are presented in Figure 1.

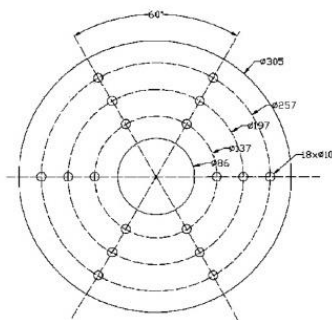


Figure 1. Layout of the holes drilled for TLD holders in the PE sphere.

At present at each hole there are holders for TLD pellets which can hold up to 5 pellets. Another modification was increasing of the original central hole dedicated to detector. It was taking into account that some of the measurements will be performed using the active recombination ionization chamber placed inside the sphere, and the diameter of the chamber was larger than the original hole. After the upgrade, the spectrometer looks like in the Figure 2.



Figure 2. Spectrometer based on BSS after the necessary modifications.

Two types of detectors were used, both manufactured by TLD Poland (<http://www.tld.com.pl/>). MTS detectors (Mg, Ti, sintered) corresponds to LiF:Mg,Ti material. The dosimeters are standard MTS-6 and MTS-7 pellets with diameter 4.5 mm, thickness 0.9 mm and density 2.5 g/cm³. Some extra measurements were performed using MCP-N pellets (Mg, Cu, P) which are made of ultra-sensitive material and the lithium abundance is natural. Their calculated elemental composition by weight are:

- MTS-6 (22.94% ⁶Li, 1.19% ⁷Li, 75.87% ¹⁹F)
- MTS-7 (00.01% ⁶Li, 26.89% ⁷Li, 73.10% ¹⁹F)
- MCP-N (01.82% ⁶Li, 24.85% ⁷Li, 73.33% ¹⁹F)

Preparation of the TLD is a multistep procedure. It is essential to anneal the pellets – it is related with the fact that detectors can be used many times and after readout all electrons trapped or being in the conductive band should return to the base band. In the case of MTS detectors annealing conditions are as follows: pre-irradiation: 400°C for 1 hour followed by 100°C for 2 hours, post-irradiation: 100°C for 10 minutes. In the case of MCP pre-irradiation: 240°C for 10 minutes followed by rapid cooling to room temperature, post-irradiation: 100°C for 10 minutes. After that preparation detectors are ready for use.

In the case of additional usage of active detector inside the sphere, the ionization chamber denoted BOR-2 was used. It is based on KG-2 type pressurized chamber with graphite electrodes¹¹. The only modification was changing the filling gas – BF₃ was used instead of CO₂. After the location of the chamber in the centre of the sphere, the remaining empty volume is filled with granulated polyethylene in order to eliminate air cavities. In the case of typically passive measurements, the whole empty volume in the centre of the sphere is filled with granulated polyethylene.

Preparation of the experiment

Before the irradiation, it was important to perform the calibration of the TLD detectors of each type. For this purpose a part of detectors was irradiated in the reference fields of ¹³⁷Cs, ²³⁹Pu-Be and ²⁵²Cf. Parallel to the irradiation, another part of detectors was used for background measurements. Three pellets were used in each irradiation and for each detector type in order to minimize the error and to take an average of the results.

Measurements

Main measurements were performed using reference calibration sources ¹³⁷Cs, ²⁵²Cf and ²³⁹Pu-Be. Additionally some measurements were performed using the lithium or paraffin filter around the neutron source or in not standard geometry of the spectrometer. The main goals of the measurements were obtaining the counts from the TLDs treated as response of detectors, verification of the relationship of the detector positioning with respect to the source and dose estimation depending on the radiation type (n,γ).

Readout process

TL measurements were carried out with a RA'94 manual reader equipped with a platinum heating system, a PM tube with a bi-alkali photocathode and a BG-12 filter. Detectors were read out using TLD Reader/Analyser application in three following steps: preheat 100 °C/3 s and readout 270 °C/8s followed by 400 °C/5s heating (Analyser mode). Data are saved in a text file report containing count rate obtained in certain temperature range.

Geometrical model and response matrix

Having in mind that for final neutron spectrum determination, beyond the measurements it is necessary to calibrate the spectrometer as a whole assembly of TLDs inside the sphere in the range of monoenergetic neutrons. Actually it is performed by Monte Carlo calculations rather than calibration under physical fields. It is much simpler, one can simulate practically any of the incident neutron energy, and the results are reliable. For this purpose the MCNP5 code was employed¹².

The response of the detector was calculated as the number of ${}^6\text{Li}(n,\alpha)\text{T}$ reactions per incident neutron fluence. A track-length estimate of cell flux, F4 tally, was used. The tally multiplier parameters (FM4) which defines additional data: multiplier constant, the material number corresponding to the dosimetry data file and the reaction number. The output is reactions number of reactions occurring within the volume, per unit of its mass and neutron fluence or in the case of another multiplier constant it is number of reactions occurring within the volume, normalized per incident neutron fluence. The number of histories used to obtain a statistical uncertainty of <5% in the response for each neutron energy. Chemical binding and crystalline effects of polyethylene during thermal neutron scattering were taken into account by using the $S(\alpha, \beta)$ treatment.

3. RESULTS

Geometrical model

In the Figure 3 there are presented geometrical models of the spectrometer in two cases: with and without the BOR-2 chamber. It was necessary to create two separate models because the presence of the chamber affects the response of the TLD detectors. So two separate response matrices are required for deconvolution purposes.

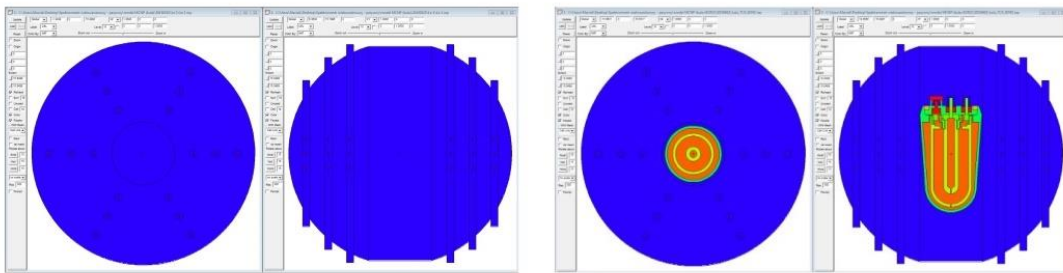


Figure 3. Geometrical model of the spectrometer for response matrix calculations. On the right there is a BOR-2 chamber located inside the sphere.

In the Figure 4 the cross section of BOR-2 ionization chamber is presented. Geometrical model was created by FLUKA Geometry Editor which is a part of Flair application. After that the model was exported to MCNP file and uploaded by MCNP Vised application for completing the model and simulation conditions.

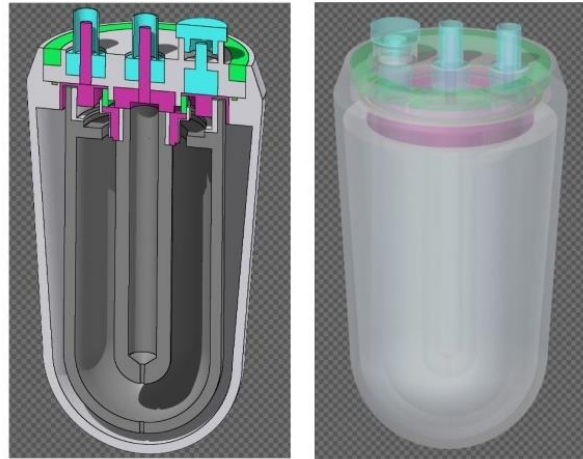


Figure 4. Geometrical model of BOR-2 ionization chamber prepared with FLUKA Geometry Editor (Flair application) – 3D cross section and X-rayed images.

Response matrices

As a result of the simulation the response functions were obtained – for neutron sensitive MTS-6 detector, and for two configurations of the spectrometer – with BOR-2 ionization chamber and without it. In the Figure 5 there is presented the pellets layout within the polyethylene sphere. By means of this figure three horizontal layers were defined. For the simulation purpose, the source was defined on the left side of the spectrometer. Due to the possibility of user's definition of the multiplication factor it is admissible to obtain the results in different form. In the Figure 6 and in the Figure 7 there are presented two types of data calculated within one single simulation run. It is dependent from the user what kind of data one can process in the next steps.

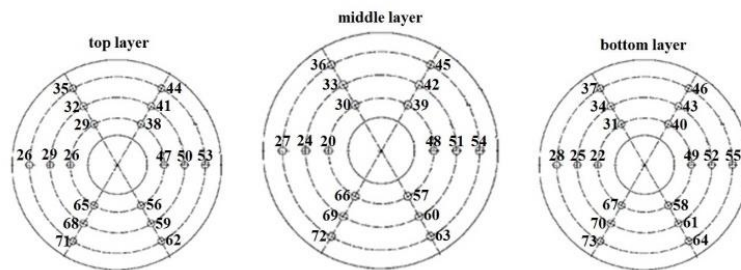


Figure 5. Layout of the TLD pellets and corresponding cells numbers in geometrical model.

Calculated response functions will be used for deconvolution process. However in some energy bins the statistical error was greater than 10% and it will be necessary to recalculate responses once more with larger number of histories or with variance reduction methods like Russian Roulette and/or Particle Splitting methods. Response functions linked with the results of irradiation in known fields become a sufficient amount of data to perform an unfolding procedure.

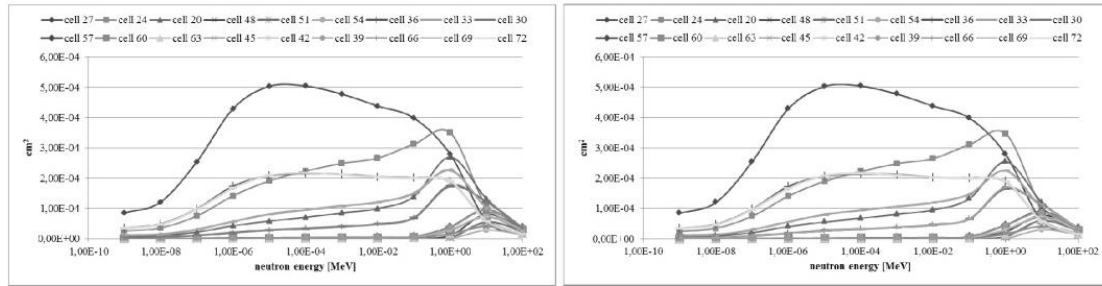


Figure 6. Response functions for middle layer of the spectrometer filled with MTS-6 pellets. Defined as number of reactions occurring within the volume, normalized per incident neutron fluence. On the right there is ionization chamber inside the spectrometer.

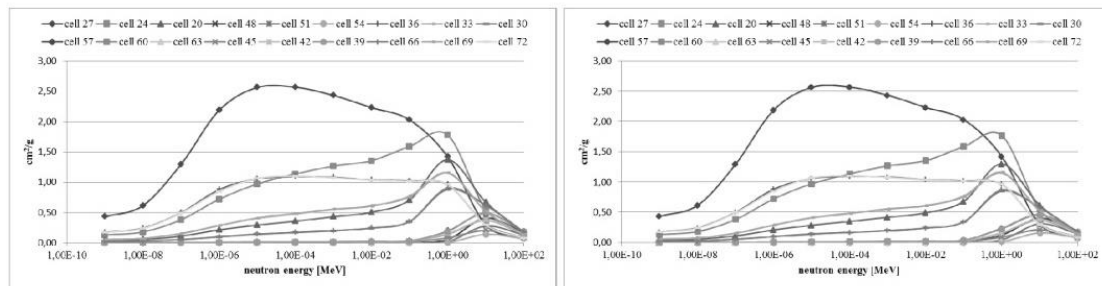


Figure 7. Response functions for middle layer of the spectrometer filled with MTS-6 pellets. Defined as number of reactions occurring within the volume, per unit of its mass and neutron fluence. On the right there is ionization chamber inside the spectrometer.

Spatial response of the TLD detectors

Parallel to the obtaining the data for deconvolution, the same measurements were performed for geometrical dependence of the spectrometer analysis. All measurements were performed in the calibration hall and the distances from the floor and walls to the source were as follows: 1 m above the floor and 2 m from the side walls. Front and back walls were in a considerable distance, and the scattering process of the neutrons can be neglected in this case. However, scattering from the floor and side walls are significant and taken into account while field distribution determination. Looking on the response curves there is evident dependence of the detector depth location and the incident neutron energy. This is related with the various moderation degree of the neutrons within the polyethylene material.

Data are presented in the Figure 8 and Figure 9, for MTS-6 and MTS-7 detectors, respectively. Responses from the detectors placed within the sphere are symmetrical. There are small differences because of the scattering from the wall placed on the right from the spectrometer. Slanting of the detector with respect to the source results in the approximately equal response from two detectors placed in the same distance from the source. In the case of MTS-7 detectors the count rate is proportional to the depth of the detector location within the PE moderator, i.e. the biggest values are obtained from detectors placed closer to the source. In the case of the MTS-6, which are neutron sensitive, the situation is not so clear. Looking on the results one can notice that the maximum response is obtained from the middle layer of the detectors. It tells about the thickness of the moderator at which neutrons achieve thermal energies and cross section of their interaction with the moderator material is the biggest.

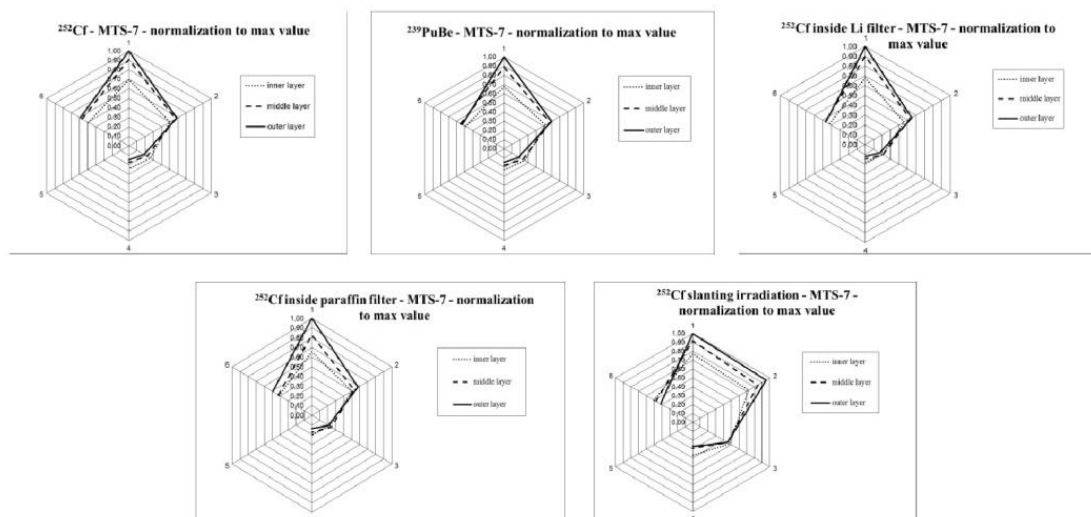


Figure 8. Spatial distribution of TLD MTS-7 response within polyethylene sphere. Values which are presented are the means of 3 pellets located in each socket normalized to the max value.

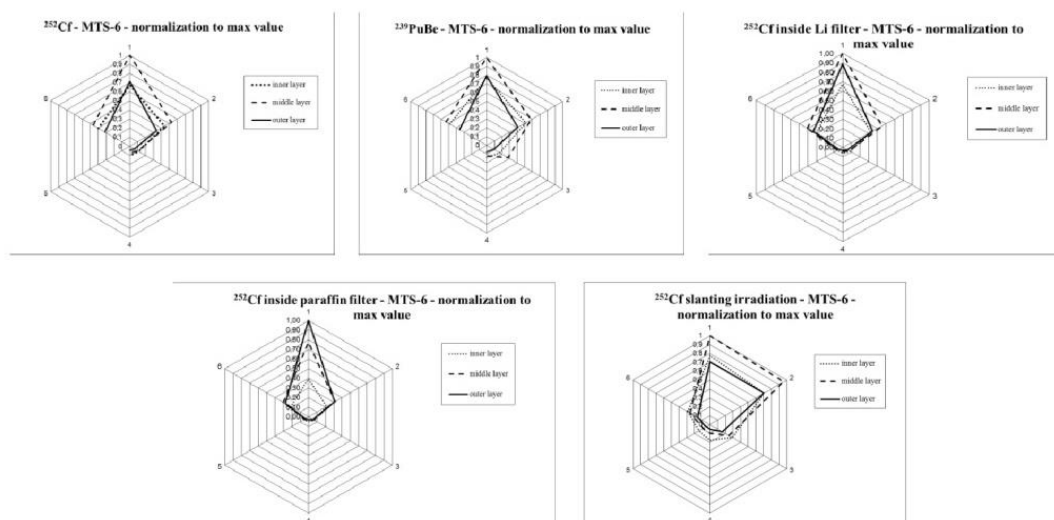


Figure 9. Spatial distribution of TLD MTS-6 response within polyethylene sphere. Values which are presented are the means of 3 pellets located in each socket normalized to the max value.

Dose distribution within spectrometer

According to the calibration process for both types of detectors, MTS-6 and MTS-7, absorbed dose calculations were performed. Presently it is unavailable to estimate the doses derived from gamma and neutron components of the field because of no gamma calibration in reference Caesium-137 field. However the total absorbed doses as a function of detector location within the sphere are calculated and presented in the Table 2 and Table 3.

Table 2. MTS-6 absorbed doses [mGy] within the spectrometer.

239Pu-Be	angle 1	angle 2	angle 3	angle 4	angle 5	angle 6
inner layer	208,10	138,61	46,77	38,07	x	131,36
middle layer	270,72	158,24	44,34	32,61	x	143,98
outer layer	214,43	110,93	25,43	20,70	x	95,99
252Cf	angle 1	angle 2	angle 3	angle 4	angle 5	angle 6
inner layer	239,04	156,94	40,21	35,56	x	141,89
middle layer	356,40	187,66	35,85	24,59	x	165,50
outer layer	254,39	121,57	20,99	16,43	x	111,52
252Cf + Li filter	angle 1	angle 2	angle 3	angle 4	angle 5	angle 6
inner layer	224,32	107,36	28,57	20,37	22,17	102,31
middle layer	333,08	150,17	25,28	14,92	19,96	136,19
outer layer	294,59	115,42	18,77	10,69	14,47	113,29
252Cf + paraffin filter	angle 1	angle 2	angle 3	angle 4	angle 5	angle 6
inner layer	63,50	35,15	11,26	7,66	8,90	34,97
middle layer	124,90	51,42	10,14	6,60	8,22	48,76
outer layer	161,80	50,64	8,92	4,71	6,46	45,02
Cf-252 slanting	angle 1	angle 2	angle 3	angle 4	angle 5	angle 6
inner layer	148,22	135,01	55,93	34,01	27,45	55,28
middle layer	191,19	183,87	47,65	19,15	16,58	49,37
outer layer	134,92	134,85	31,47	10,67	9,54	30,72

Table 3. MTS-7 absorbed doses [mGy] within the spectrometer.

239Pu-Be	angle 1	angle 2	angle 3	angle 4	angle 5	angle 6
inner layer	4,89	3,72	1,85	1,65	x	3,52
middle layer	6,38	4,12	1,68	1,32	x	3,94
outer layer	7,19	4,29	1,31	1,08	x	3,80
252Cf	angle 1	angle 2	angle 3	angle 4	angle 5	angle 6
inner layer	5,34	3,84	2,00	1,89	x	3,79
middle layer	7,02	4,37	1,71	1,34	x	4,37
outer layer	7,69	4,50	1,42	1,13	x	4,54
252Cf + Li filter	angle 1	angle 2	angle 3	angle 4	angle 5	angle 6
inner layer	3,27	2,20	0,98	0,88	x	2,03
middle layer	4,34	2,53	1,01	0,71	x	2,25
outer layer	4,81	2,63	0,82	0,58	x	2,22
252Cf + paraffin filter	angle 1	angle 2	angle 3	angle 4	angle 5	angle 6
inner layer	3,34	2,56	1,13	1,04	x	2,08
middle layer	4,23	2,70	1,23	0,88	x	2,15
outer layer	5,11	2,97	1,06	0,70	x	2,51
Cf-252 slanting	angle 1	angle 2	angle 3	angle 4	angle 5	angle 6
inner layer	2,89	2,71	1,79	1,38	x	1,89
middle layer	3,44	3,15	1,68	1,07	x	1,78
outer layer	3,74	3,55	1,68	1,00	x	1,55

4. CONCLUSIONS

The passive multi-layer neutron spectrometer has been designed and constructed. A number of modifications of 12" polyethylene sphere were done. As radiation sensitive detectors MTS-6 and MTS-7 thermoluminescence pellets were chosen. Utilization of additional active BOR-2 ionization chamber is taken into account. Geometrical model of spectrometer for Monte Carlo simulations was prepared and calculations of response matrix for TLD detectors were performed. There were two sets of response functions obtained due to two spectrometer configurations – with and without the ionization chamber inside the sphere. Series of irradiation in the reference radiation fields were performed and the readout procedure was adapted. Results of the measurements were used for spatial distribution investigation. The results showed that distribution of the response within the spectrometer gives the information about the direction of the radiation. However one should have in mind that it depends on the source type. In the case of weak, scattered radiation the determination of the source direction can be difficult. Irradiation conditions like scattering of the neutrons is important, as well.

Differences in the responses from MTS-6 and MTS-7 detectors were noticed. As it was assumed the detection of neutrons with ^6Li enriched detectors is much more efficient because of the cross section of the isotope for neutron interaction. MTS-6 pellets in combination with MTS-7 (which are non-sensitive for neutrons) gives the possibility of the determination of gamma and neutron components in case of mixed $n\text{-}\gamma$ radiation fields.

According to the parallel calibration of the detectors in the reference fields it was possible to calculate do total absorbed doses as a functions of the detector location within the sphere. In the case of MTS-7 detectors the doses are proportional to the thickness of the sphere which simply attenuate the neutrons in PE (creating the secondary gamma radiation by means of the interaction of neutrons with hydrogen nucleus). In the case of MTS-6 pellets there were noticed that the maximum response of the detectors is obtained in the middle layer of the spectrometer. It is related with the fact that exactly at this depth neutrons achieve the thermal equilibrium with the material and the probability of the interaction with the ^6Li is the highest. Calibration the detectors in gamma reference field allows to precise both components.

Additionally review of the unfolding codes was performed and the preliminary test for data obtained from presented work were performed. Also BOR-2 ionization chamber utilization is under the consideration.

Constructed detector and performed calculations in conjunction with deconvolution code allows the neutron energy spectrum estimation, even in unknown radiation fields. Application of the two types of TLD detectors gives the information about gamma component.

REFERENCES

- [1] Bramblett, R. L., Ewing, R. I., Bonner T. W., "A new type of neutron spectrometer", Nuclear Instruments and Methods 9(1), 1-12, (1960).
- [2] Baba, M., Takada, M., Iwasaki, T., Matsuyama, S., Nakamura, T., Ohguchi, H., Nakao, T., Sanami, T., Hirakawa, N., "Development of monoenergetic neutron calibration fields between 8 keV and 15 MeV", Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A 376, 115-123, (1996).
- [3] Thomas, D. J., Alevra A. V., "Bonner sphere spectrometers – a critical review", Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A 476, 12-20, (2002).
- [4] Dinter, H., Tesch, K., "Determination of Neutron Spectra Behind Lateral Shielding of High Energy Proton Accelerators", Radiation Protection Dosimetry 42(1), 5-10, (1992).
- [5] Sweezy, J. E., Hertel, N. E., Veinot, K. G., Karam, R. A., "Performance of multisphere spectrometry systems", Radiation Protection Dosimetry 78(4), 263-272, (1998).
- [6] Vega-Carillo, H. R., "TLD pairs, as thermal neutron detectors in neutron multisphere spectrometry", Radiation Measurements 35, 251-254, (2002).
- [7] Lis, M., Gomez-Ros, J. M., Delgado, A., "Preliminary design of a single sphere multidetector directional neutron spectrometer using TLD-600", Radiation Measurements 43, 1033-1037, (2008).
- [8] Lis, M., Gomez-Ros, J. M., Bedogni, R., Delgado, A., "Design and feasibility of a multi-detector neutron spectrometer for radiation protection applications based on thermoluminescent $^6\text{LiF:Ti,Mg}$ (TLD-600) detectors", Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A 584, 196-203, (2008).

- [9] Gomez-Ros, J. M., Bedogni, R., Moraleda, M., Delgado, A., Romero, A., Esposito, A., "A multi-detector neutron spectrometer with nearly isotropic response for environmental and workplace monitoring", *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A* 613, 127-133, (2010).
- [10] Gomez-Ros, J. M., Bedogni, R., Moraleda, M., Romero, A., Delgado, A., Esposito, A., "Design and validation of a single sphere multi-detector neutron spectrometer based on LiF: Mg,Cu,P thermoluminescent dosimeters", *Radiation Measurements* 45, 1220-1223, (2010).
- [11] Zielczynski, M., Golnik, N., "Recombination ionization chambers", *Monograph Series IEA*, Vol. 3, Swierk, (2000).
- [12] X-5 Monte Carlo Team, "MCNP – A General N-Particle Transport Code, Version 5", *MCNP Manual*, Vol. I and Vol. II, (2003).

CALCULATION OF LET DISTRIBUTIONS IN THE ACTIVE VOLUME OF A RECOMBINATION CHAMBER

M. Maciak*

Institute of Metrology and Biomedical Engineering, Warsaw University of Technology, Sw. A. Boboli 8, 02-525 Warsaw, Poland

*Corresponding author: maciak@mchtr.pw.edu.pl

Recombination chambers are linear energy transfer (LET)-dependent detectors and their applications are closely related to the problem of estimating radiation quality. The operational principle is based on the phenomenon of the initial recombination of ions in gases. Practical usefulness of the chambers is well confirmed by experimental results, however, the correlation of the response with LET is based on an approximated theoretical description of initial recombination of ions in gases. In this work, a precise numerical model of the REM-2 recombination chamber has been prepared, in order to calculate the dose distributions versus LET inside the chamber. The results form a set of data for further validation of recombination methods.

INTRODUCTION

The estimation of radiation quality by means of recombination methods is performed for more than 50 years^(1, 2). Correlation of the amount of initial recombination in pressurized gases with local ionization density, ν , and linear energy transfer (LET), L , forms the basis for the use of the initial recombination phenomenon for radiation quality determination.

The ion collection efficiency, f , of the recombination chamber can be described by an approximated formula⁽³⁾:

$$f = \frac{1}{D} \int \frac{d(\mu)}{1 + \mu \frac{1-f_{cs}}{f_{cs}}} d\mu \quad (1)$$

where D is the total absorbed dose and $d(\mu)$ is the dose distribution versus μ . The relative ion density μ is defined as the ratio $\mu = \nu/\nu_0$ of the local ion density ν in tracks of the considered charged particles to a constant value ν_0 , which corresponds to the value of local ionization density in a reference radiation field of ^{137}Cs radiation source, while ion collection efficiency in this field is f_{cs} . The ion collection efficiency in the investigated field, f and f_{cs} have to be determined under conditions of initial recombination of ions and at the same polarizing voltage. In order to achieve the initial recombination conditions, the gas pressure and polarization voltage should be chosen in such a way that volume recombination is negligible.

For practical reasons it can be assumed^(3–5) that

$$\mu \cong \frac{L}{L_0} \quad (2)$$

where $L_0 = 3.5 \text{ keV}/\mu\text{m}$.

Equation (1), together with the Equation (2), became a basis for two measuring methods. One of them (recombination microdosimetric method^(4, 5), RMM) includes a deconvolution procedure, which makes it possible to determine the $D(L)$ distribution and to separate low-LET and high-LET dose components. The main advantage of the method is its usefulness in mixed radiation fields of unknown energy and composition, provided that the measurements of the ionization current are performed with an accuracy of not $<0.2\%$.

RMM method is used mainly for research purposes, while recombination chambers are most frequently used for radiation protection purposes. Then, the simplified approach is applied and a quantity called Recombination Index of Radiation Quality (RIQ, Q_4) is used for estimation of the radiation quality factor. Q_4 is derived from the measured values as follows^(6, 7):

$$Q_4 = \frac{1 - f(U_R)}{1 - f_c(U_R)} = \frac{1 - f(U_R)}{1 - 0.96} \quad (3)$$

where $f(U_R)$ and $f_c(U_R)$ are the ion collection efficiencies at the voltage U_R for the investigated radiation field and the reference gamma radiation field, respectively. The voltage U_R that ensures 96% saturation in the reference gamma radiation field must be determined as a part of the calibration procedure for a particular chamber.

The approximate dependence of the Q_4 on the local ionization density, derived from theories of initial recombination of ions, can be expressed as follows^(5, 6):

$$Q_4 \cong \frac{\frac{L}{L_0}}{1 + 0.04\left(\frac{L}{L_0} - 1\right)} \quad \text{for } L \geq 3.5 \text{ keV}/\mu\text{m} \quad (4a)$$

$$Q_4 \cong 0.85 + 0.15 \frac{L}{L_0} \quad \text{for } L < 3.5 \text{ keV}/\mu\text{m} \quad (4b)$$

Practical usefulness of RIQ is well confirmed by experimental results, however, the correlation of RIQ with LET is based on approximated theoretical description of the initial recombination of ions in gases, so also the correlation of RIQ with the radiation quality factor is approximated with relatively high inaccuracy of $\sim 20\%$ in complex radiation fields⁽⁵⁾. Moreover, the $Q(L)$ relationship recommended by ICRP changed^(8–10) from the time when the RIQ has been defined. Further validation of the methods is still desirable. That is why the need for $D(L)$ distribution calculation in recombination chamber was indicated. Taking into account currently available numerical codes and presence of highly efficient computational clusters, the calculations may considerably improve physical justification and accuracy of recombination methods.

METHODS

A numerical model of the REM-2 type recombination chamber (Figure 1) was created for Monte Carlo calculations performed in this work. The chamber is a tissue equivalent, pressurized (1 MPa) ionization chamber, with a volume of $\sim 1800 \text{ cm}^3$, which contains 25 electrodes and is filled with a mixture of hydrocarbon and nitrogen gases. The distance between the electrodes is equal to 7 mm. Alternately mounted parallel-plate polarizing and collecting electrodes assure sufficient ion collection efficiency, and a domination of the local recombination over the volume recombination, in particular for low

polarizing voltages. The chamber utilizes the dependence of the efficiency of collecting ions in the ionization chamber (which operates in the conditions of initial recombination) on the radiation quality of the measured radiation field.

FLUKA version 2011.2c-5 was used for calculations performed in this work. It is a multi-purpose Monte Carlo code for calculations of particle transport and interactions with matter, covering an extended range of applications. It calculates energy losses due to electromagnetic interactions, energy loss fluctuations, Coulomb scattering, elastic and inelastic nuclear interactions of primary particles and all produced secondary particles^(11, 12).

A $2.3 \times 14.0 \text{ cm}^2$ monoenergetic parallel beam of neutrons with energy range from 500 keV to 200 MeV with no momentum spread and no divergence was dumped perpendicularly to the long axis of the chamber into a section of the REM-2 type recombination chamber. The simulated section covers a range equal to three parallel-plate electrodes, including gas cavities and housing of the chamber. The scoring region was defined as an active gas cavity placed between the collecting and the polarizing electrodes. For the simulations, the pre-defined 'default precision' configuration was chosen. It initializes the code with a standard set of particle production and transportation thresholds. Kinetic energy threshold for delta ray production was set to 100 eV, Rayleigh scattering and inelastic form factor corrections to Compton scattering and Compton profiles were activated. Particle transport threshold was set at 100 eV, except neutrons where it was equal to 0.01 meV. The double differential yield ($d^2/dL dE$) of all charged particles produced due to interactions per primary incident neutron, with respect to LET

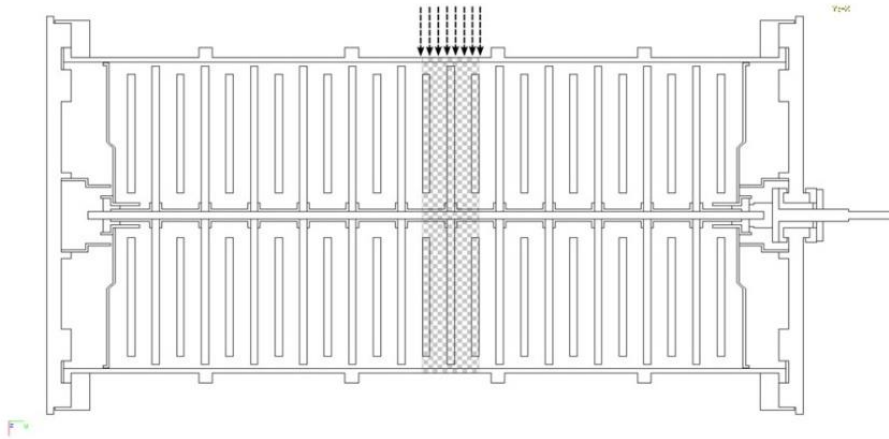


Figure 1. Cross section of the REM-2 recombination chamber—numerical model. The simulated part and the irradiation field are marked.

CALCULATION OF LET DISTRIBUTION

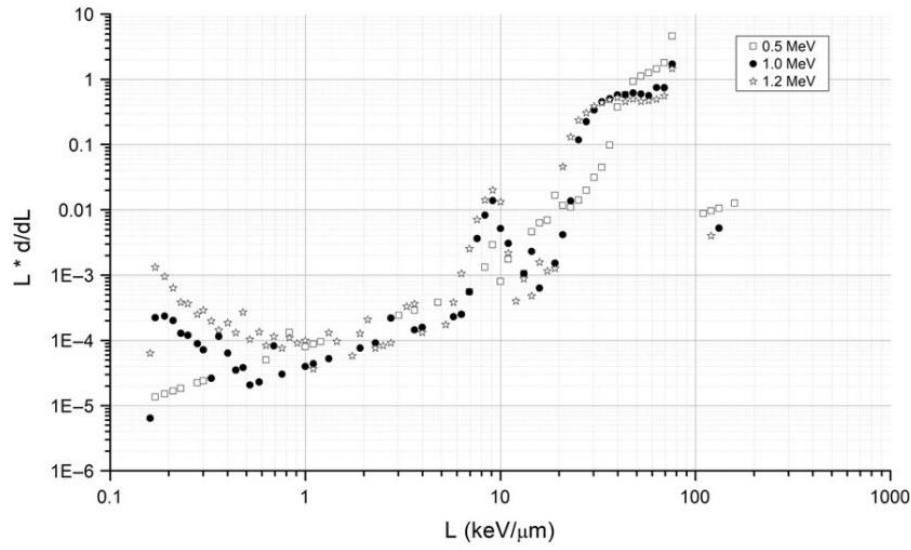


Figure 2. Calculated LET spectra in REM-2 chamber for monoenergetic neutrons of energy 500 keV, 1 MeV and 1.2 MeV.

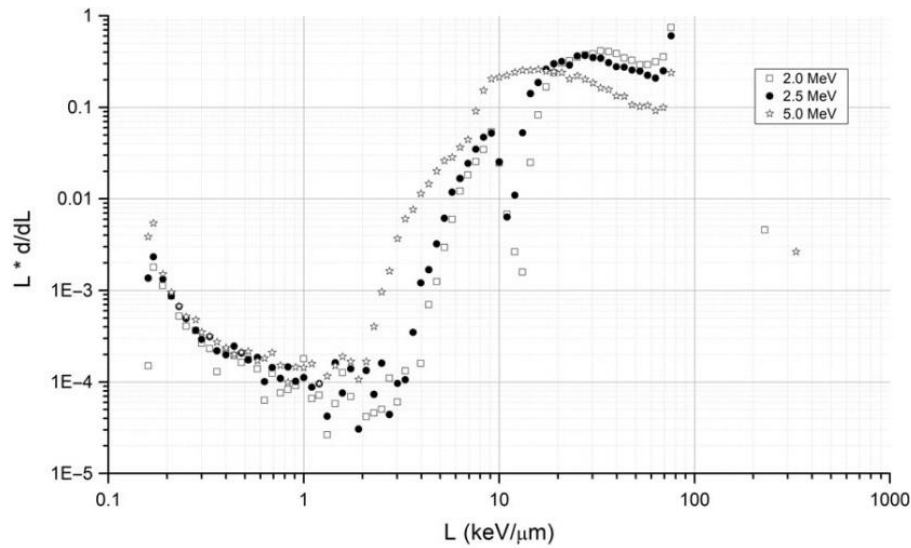


Figure 3. Calculated LET spectra in REM-2 chamber for monoenergetic neutrons of energy 2 MeV, 2.5 MeV and 5 MeV.

and energy was calculated. The d/dL single differential yield with respect to LET was obtained from the double differential yield due to an unitary energy interval. The single differential yield with respect to LET was then multiplied by each LET bin width to get the yield per primary incident neutron at each LET bin. Finally, it was multiplied by the energy loss in each bin in order to get the $L d(L)$ distribution per primary neutron. LET was scored in the range from 0.1 to 1000 keV/μm logarithmically divided into 100 bins.

RESULTS AND DISCUSSION

LET spectra of secondary charged particles released in the active volume of the REM-2 type recombination chamber were calculated for monoenergetic neutrons in the energy range from 500 keV to 200 MeV. The scoring area was defined on the border between the chamber electrodes and filling gas. Then, the distributions of the dose versus LET were obtained. It should be noted that in FLUKA code only the recoil protons and protons from $N(n, p)$ reaction are produced and

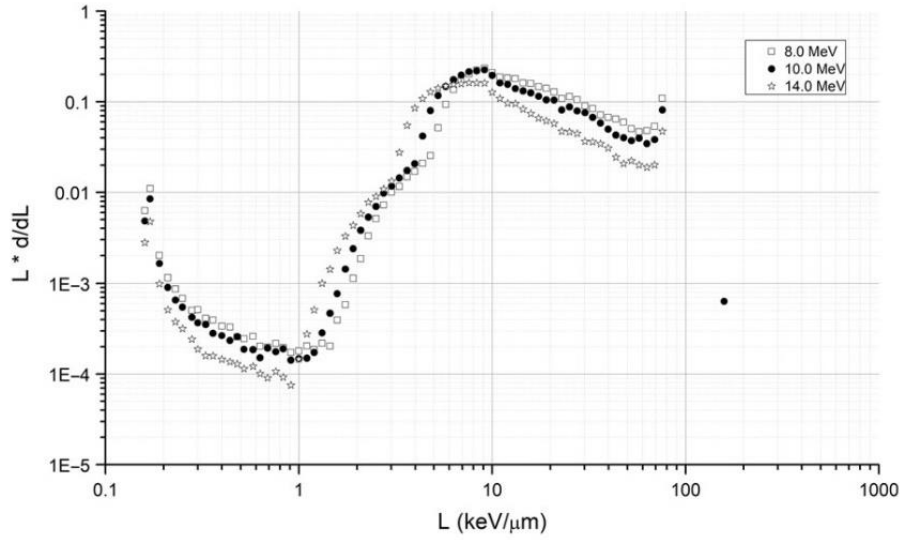


Figure 4. Calculated LET spectra in REM-2 chamber for monoenergetic neutrons of energy 8 MeV, 10 MeV and 14 MeV.

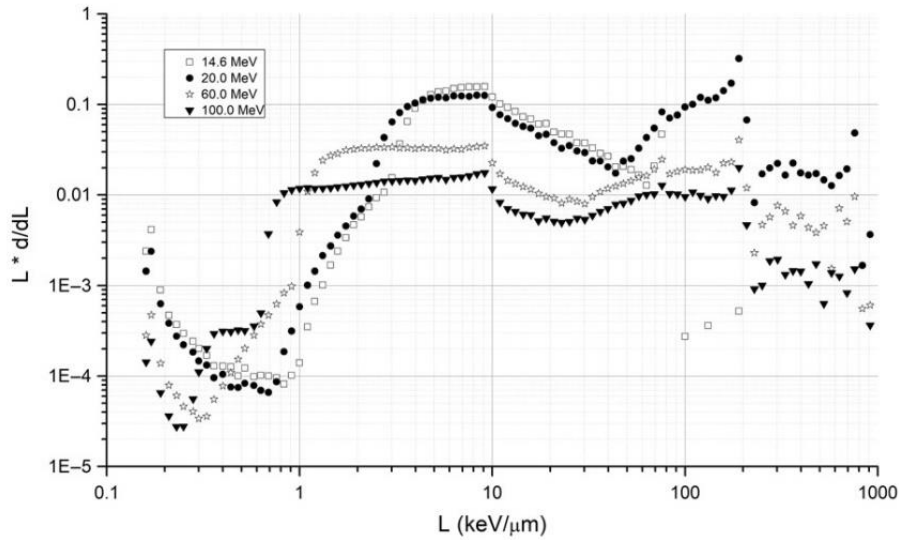


Figure 5. Calculated LET spectra for monoenergetic neutrons of energy 14.6 MeV, 20 MeV, 60 MeV and 100 MeV.

transported explicitly, taking into account the detailed kinematics of elastic scattering, continuous energy loss with energy straggling, delta ray production, multiple and single scattering, while all other charged secondary particles produced by neutrons at energy < 20 MeV are not transported but their energy is deposited at the point of interaction⁽¹¹⁾. Therefore, for neutrons with energies up to 20 MeV, the attention was paid only to the electron and proton secondary particles and their impact on total LET distribution. Because of the limitations, the results do not contain

high-LET components. Above 20 MeV heavy ions are transported and they participate in total LET, what can be seen below (high-LET components above 100 keV/μm). Calculated spectra divided into four groups, according to neutron energy, are presented in the Figures 2–5.

For incident neutrons at energy range up to 1.2 MeV, a strong peak at ~ 70 μm/keV is dominant. Generally, lowering the incident neutron energy increases the high-LET. For low energy neutrons (below 1 MeV) one can see the slope of LET spectra

CALCULATION OF LET DISTRIBUTION

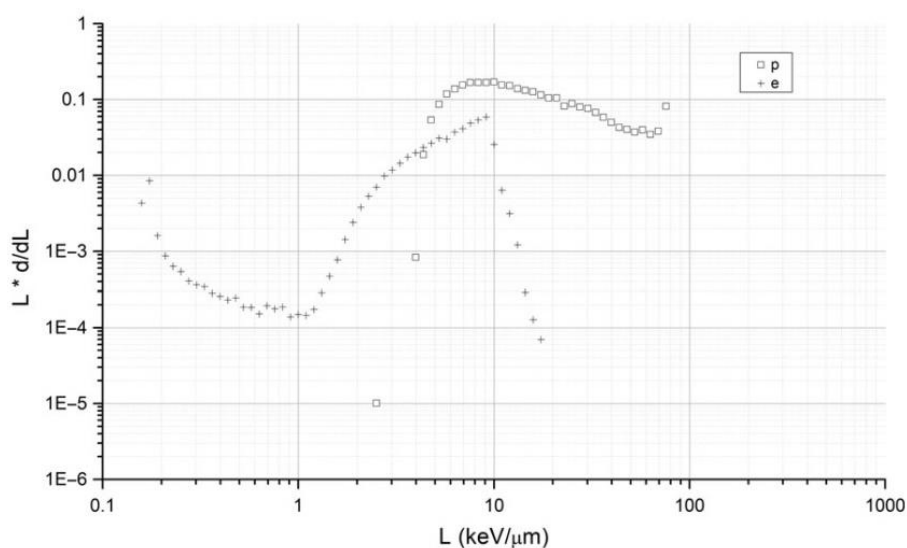


Figure 6. Calculated LET spectra for 10 MeV monoenergetic neutrons. p-proton and e-electron components.

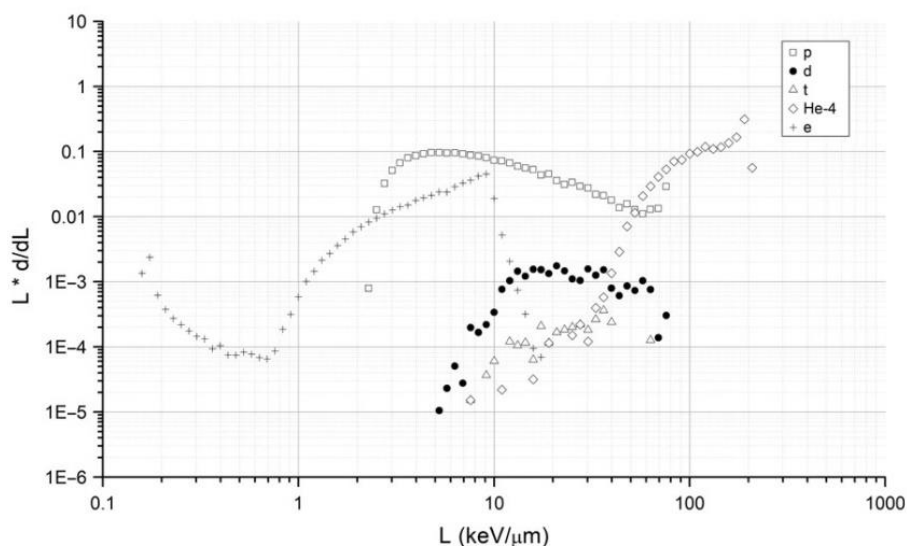


Figure 7. Calculated LET spectra for 20 MeV monoenergetic neutrons. p-proton, d-deuteron, t-triton, He-4-helium and e-electron components.

reaching 10 $\mu\text{m}/\text{keV}$, which for higher energy gets wider and shifts to lower LET values.

As it could be expected, higher neutron energies give a wider spread of LET values (Figures 3–5). At the low-LET end, higher energy neutrons produce recoil protons of higher energy and lower LET. At energy equal to 14 MeV, the relative contribution of low-LET protons reaches its maximum intensity, and decreases as the incident neutron energy rises. At the high-LET of the spectrum, high-energy neutrons induce more nuclear reactions and transfer

more energy to heavy oxygen, nitrogen and carbon recoils. As mentioned above, this part of the spectrum has not been included in the calculations.

Above 15 MeV, because of the threshold reactions, there are additional heavy LET components, i.e. alpha particles, deuterium, triton and He-3 ions. For 20 MeV neutrons, there is significant component of deuterons but it is much weaker and wider than in the case of 60 MeV neutrons. There is a small contribution of tritons for 20 MeV incident neutrons. Contribution of He-3 is negligible in that case, while

for 60 MeV they give noticeable impact on the total LET spectrum. The triton component for incident high-energy neutrons also gives a wide spectra contribution for total LET.

An investigation of the components of the LET spectrum was performed for all the above mentioned incident neutron energies. For energies below 20 MeV only recoil protons and electrons were considered. The electron component has practically the same LET distribution. Electrons give strong contribution to total LET below 1 keV/ μm , and reach 20 keV/ μm maximum (e.g. 10 MeV neutrons is given in Figure 6).

Component LET spectra of protons, deuterons, tritons, alphas and electrons for 20 MeV are presented in Figure 7.

CONCLUSIONS

A high precision numerical model of the recombination chamber REM-2 was prepared. LET distributions of secondary ionizing particles created inside the chamber cavity were calculated. The results are the first numerical set of data for validation of the results obtained by RMM and will be a basis for further investigation for RIQ(L) relationship for recombination methods.

FUNDING

This work was supported by the National Science Centre, Poland [2015/19/N/ST7/01202].

REFERENCES

1. Zielczynski, M. *Use of columnar recombination for determination of relative biological efficiency of radiation*. Nukleonika **7**, 175–182 (1962).
2. Sullivan, A. H. and Baarli, J. *An ionization chamber for the estimation of the biological effectiveness of radiation*. CERN Report 63-17. CERN, Geneva, Switzerland (1963).
3. Golnik, N. *Recombination Methods in the Dosimetry of Mixed Radiation*. Report IAE-20/A (Poland: Institute of Atomic Energy, Swierk) (1996).
4. Golnik, N. and Zielczynski, M. *Determination of restricted LET distribution for mixed (n,g) radiation fields by high pressure ionization chamber*. Radiat. Prot. Dosim. **52**, 35–38 (1994).
5. Golnik, N. *Microdosimetry using a recombination chamber: method and applications*. Radiat. Prot. Dosim. **61**, 125–128 (1995).
6. Zielczyński, M., Golnik, N., Makarewicz, M. and Sullivan, A. H. *Definition of radiation quality by initial recombination of ions*. Proceedings of 7th Symposium, Microdosimetry, Oxford (Harwood Academic Publishers for CEC, Luxembourg: EUR 7147), Vol. 2, pp. 853–862 (1980).
7. Zielczyński, M. and Golnik, N. *Recombination Index of Radiation Quality—measuring and applications*. Radiat. Prot. Dosim. **52**, 419–422 (1994).
8. ICRP Publication 21. *Data for Protection against Ionizing Radiation from External Sources—Supplement to ZCRP Publication IS*, Pergamon Press, Oxford (1973). Superseded by ICRP Publications 33 and 51.
9. ICRP (1991). *1990 Recommendations of the International Commission on Radiological Protection*. ICRP Publication 60. Ann. ICRP **21** (1–3).
10. ICRP (2007). *The 2007 Recommendations of the International Commission on Radiological Protection*. ICRP Publication 103. Ann. ICRP **37** (2–4).
11. Böhlen, T. T., Cerutti, F., Chin, M. P. W., Fassò, A., Ferrari, A., Ortega, P. G., Mairani, A., Sala, P. R., Smirnov, G. and Vlachoudis, V. *The FLUKA Code: developments and challenges for high energy and medical applications*. Nucl. Data Sheets **120**, 211–214 (2014).
12. Ferrari, A., Sala, P. R., Fassò, A. and Ranft, J. *FLUKA: a multi-particle transport code*. INFN/TC_05/11, SLAC-R-773 (2005).



Calculated neutron energy dependence of the dose-response of large recombination chamber

Katarzyna Tymińska ,
Michał A. Gryziński ,
Maciej Maciak

Abstract. A model of REM-2-type chamber was modeled with MCNPX code to study the dose-response to monoenergetic neutrons in wide energy range from thermal to 20 MeV for various compositions of gas in the chamber. The energy dependence of the total dose absorbed in the filling gas was compared with the energy dependence of ambient absorbed dose $D^*(10)$ and with experimental data. The results of the studies will be useful for designing new, improved generation of recombination chambers.

Keywords: ambient absorbed dose • Monte Carlo • recombination chamber

Introduction

Recombination chambers are detectors devoted mainly for determination of dose equivalent in mixed radiation fields. The operation of the chamber is based on the fact that the experimentally determined dependence of ion collection efficiency on linear energy transfer (LET) can be correlated with the dependence of radiation quality factor on LET, $Q(L)$. It means that, in principle, the chambers could be used as detectors for every kind of radiation, especially in the case of mixed radiation fields with complex composition and wide or unknown energy spectrum.

Among several types of recombination chambers, designed since their invention in the middle 1960s, the large, tissue-equivalent chamber of REM-2 [1] is the most suitable for determination of $H^*(10)$.

The most popular method for determination of $H^*(10)$ with recombination chamber is based on determination of saturation current (i_{sat}) and recombination index of radiation quality RIQ, denoted as Q4 [2]. The RIQ is derived [2–4] from the measurements of ion collection efficiency at a specially chosen polarizing voltage, so it expresses the amount of ion recombination, which depends on local ion density.

If the size of tissue-equivalent chamber can simulate the ICRU sphere, $H^*(10)$ is well approximated by the product of the absorbed dose (proportional to the saturation current) and Q4.

$$(1) \quad H^*(10) = \frac{1}{R_{\text{cal}}} i_{\text{sat}} Q4$$

where R_{cal} is the response of the chamber, measured

K. Tymińska , M. A. Gryziński
National Centre for Nuclear Research
7 Andrzeja Sołtana St., 05-400 Otwock-Świerk, Poland
E-mail: katarzyna.tyminska@ncbj.gov.pl

M. Maciak
Institute of Metrology and Biomedical Engineering
Warsaw University of Technology
8 Św. A. Boboli St., 02-525 Warsaw, Poland

Received: 13 April 2015

Accepted: 16 September 2019

during calibration in a reference radiation field and expressed in terms of ambient dose equivalent rate.

$$(2) \quad R_{\text{cal}} = \frac{(i_{\text{sat}} Q4)_{\text{cal}}}{H^*(10)_{\text{cal}}}$$

Like in any other detector, the response of REM-2 chamber in neutron radiation fields also depends on neutron energy and, to some extent, on composition of the radiation field [4]. It was shown in several studies [4–6] that the energy dependence of the chamber response is practically not crucial for radiation protection measurements. The values of $H^*(10)$ determined in neutron radiation fields of broad energy spectra and in complex mixed radiation fields were usually in agreement with the reference values, within 10–20%.

Up to now, the energy dependence of the chamber response has never been calculated; however, such calculations could be very useful for validation of recombination methods and for improvement of existing recombination chambers. Finally, Monte Carlo calculations are the basis for constructing new generation of recombination chambers. Two processes should be separated in such calculations – the energy dependence of the dose absorbed in the gas in the chamber cavity and the ion recombination, which depends on the secondary particles spectrum in the gas. The dose-response is of primary interest for optimization of the chamber design, whereas the value of RIQ depends mostly on the mass of tissue-equivalent material in the chamber.

This paper presents the results of Monte Carlo calculations of the dose-response in the energy range from 0.01 eV to 19 MeV.

The results were compared with experimental values, derived from previous measurements of $H^*(10)$ in reference with radiation fields at Physikalisch Technische Bundesanstalt (PTB) in Braunschweig [7].

Numerical model of the REM-2 chamber

Due to the lack of dedicated numerical tool for recombination chamber modeling, a procedure based on MCNPX code is proposed for modeling the chamber and calculation of the dose-response.

The detector is a cylindrical parallel-plate ionization chamber with 25 electrodes, made of quasi tissue-equivalent material containing 11% of hydrogen, 85.5% of carbon, and 3.5% of nitrogen, by weight. The electrodes have the same thickness of 3 mm and diameter of 12.2 cm but differ slightly in the shape, due to openings for rods connecting them alternately and thus forming two sets: current and voltage electrodes. The distance between the electrodes is 7 mm. The cylinder is 42 cm in length and 16.5 cm in diameter. The mass of tissue-equivalent material in electrodes is 6.5 kg and the effective wall thickness is of about 2 g/cm². The chamber is enclosed in 1.2 mm thick duralumin case and covered with heat-insulating layer made of foamed polystyrene.

The model of the REM-2 chamber created using MCNPX code is shown in Fig. 1.

The space inside the chamber, filled with the gas, is a 26 cm high cylinder with diameter of 12.5 cm,

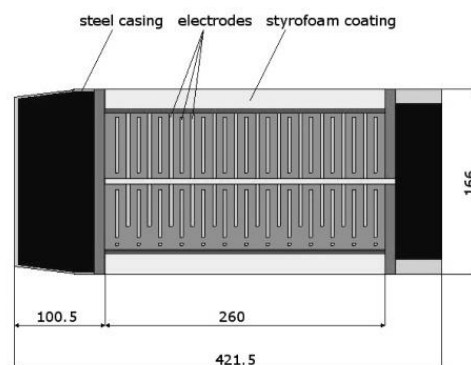


Fig. 1. The model of the REM-2 chamber created using MCNPX code.

forming gas volume of 2400 cm³. All the gas volume has been considered in the numerical model as active volume, while in real chamber the charge is collected only from the space formed by electrical field between the electrodes. Such approach considerably simplified the model. Taking into account that only some parts of secondary charged particles are generated in the gas, and that the difference between the two gas volumes mentioned above constitutes about 12% of the total gas volume, it can be expected that the influence of the simplification on the energy dependence of the chamber response is moderate.

The chamber is usually filled with a mixture of methane and nitrogen (5%) up to the pressure of about 1 MPa but the use of other gases and change of gas pressure is possible.

Methods

The chamber was modeled within the MCNPX code and used for flux calculations (MCNPX tally F2) of neutrons emitted from monoenergetic source in wide range of energy, up to 20 MeV and then for calculations of total dose absorbed in gas (MCNPX tally +F6, scoring the energy deposited from all particles that are transported in the problem, over all energy ranges, in selected tally cells).

Neutrons were emitted from a cylindrical surface, placed concentrically around the chamber, providing efficient and symmetric source for the calculations. The number of particles generated was sufficient to obtain the relative uncertainties of the calculated dose below 1%. Neutrons, photons, electrons, protons, and alphas were taken into account.

The gas filling the chamber was altered in subsequent simulations. There was methane with addition of nitrogen – from 5% to 50% and ICRU methane-based tissue-equivalent gas [8].

The chamber filled with methane with 5% addition of nitrogen is a regular recombination chamber, which is able to measure $H^*(10)$ directly, even in an unknown radiation field. The calculations of the chamber response for other gases were performed at constant gas pressure of 1 MPa. A comparison with ICRU tissue-equivalent gas and comparison of gas mixtures with different hydrogen content were

Table 1. Gas densities used for calculations

Composition of the gas	Density [g·cm ⁻³]
Methane + nitrogen (5% by weight)	0.00744
Methane + nitrogen (10% by weight)	0.00771
Methane + nitrogen (20% by weight)	0.00825
Methane + nitrogen (30% by weight)	0.00878
Methane + nitrogen (50% by weight)	0.00986
Tissue equivalent	0.01290

of main interest. Densities of the gases, used for calculations, are given in Table 1.

Results

The values of total dose absorbed in the chamber gas obtained in MCNPX calculations for monoenergetic neutrons are presented in Figs. 2 and 3, as the ratio of the calculated dose (D_g) to the ambient dose, $D^*(10)$, which were derived from the literature data on ambient dose equivalent $H^*(10)$ and radiation quality factor in ICRU sphere $Q^*(10)$, as $D^*(10) = H^*(10)/Q^*(10)$ [9, 10]. Figure 2 presents the results for energy range from 0.075 MeV to 19 MeV,

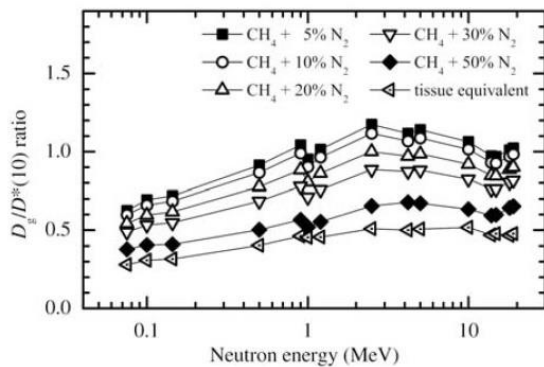


Fig. 2. The ratio of the calculated dose absorbed in gas (D_g) to $D^*(10)$ as a function of neutron energy for various gas compositions. The energy range corresponds to the energy range where the experimental values are available [7].

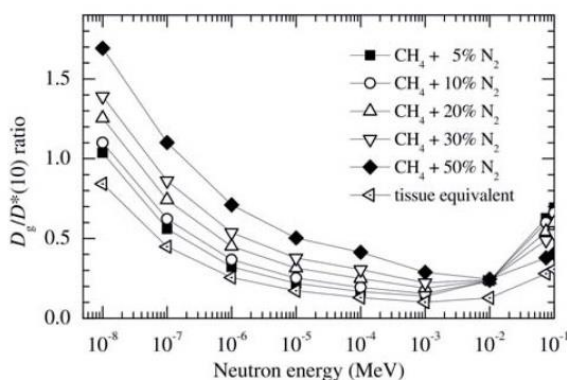


Fig. 3. The ratio of the calculated dose absorbed in gas (D_g) to $D^*(10)$ as a function of neutron energy for various gas compositions. The calculation results are presented for low energy range where the experimental results are not available.

where also the experimental values are available [7]. Figure 3 shows the results for lower energies.

Comparison with experimental data

The influence of the filling gas composition on the chamber response has been earlier investigated using the commercial REM-2 chamber and the chamber of the same type but filled with tissue-equivalent gas mixture [4]. The measurements were performed for two isotopic neutron sources – ²⁴¹Am-Be and ²³⁹Pu-Be. For both sources, the response of the chamber filled with TE gas was lower by factor of 1.47 ± 0.15 . This value is in at least qualitative agreement with the results of present calculations.

Another set of experimental data is the energy dependence of the chamber response to $H^*(10)$ of monoenergetic neutrons, which has been determined in reference radiation fields at Physikalisch Technische Bundesanstalt (PTB) in Braunschweig [7]. The measurements were performed for neutron energies ranging from 0.075 MeV up to 19 MeV using the chamber filled with the mixture of methane and 5% of nitrogen. The energy dependence of the dose-response, needed for this work, has been derived from these data by multiplying them by the ratio of Q_{ref} to Q_4 , where Q_4 is a measured value of recombination index of radiation quality and Q_{ref} is the reference value of radiation quality factor, used for calculation of the reference $H^*(10)$ value. Unfortunately, the values of Q_{ref} have not been published, so they were estimated from the literature data on $Q^*(10)$ for neutrons, taking into account also the photon contribution to the absorbed dose, because the chamber measures the total absorbed dose and also Q_4 characterizes radiation quality of mixed radiation field. The original data were given with accuracy of about 20%, but the re-calculation introduces additional uncertainty associated with uncertainty of Q_{ref} , so the total uncertainty is of about 25%. Disagreement at such level could be accepted for radiation protection (sometimes the factor of 2 in data have to be taken).

Comparison of the calculated and experimental values of the dose absorbed in the gas cavity relatively to $D^*(10)$ is shown in Fig. 4. Uncertain-

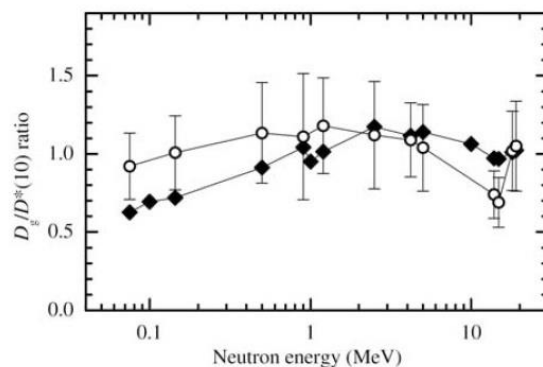


Fig. 4. Calculated (diamonds) and measured (circles) dose absorbed in gas (D_g) to $D^*(10)$ ratio as a function of neutron energy for monoenergetic neutrons.

ties have been estimated and indicated for each point.

Discussion

Composition of the gas filling the recombination chamber should be optimized taking into account three desirable features of the chamber response:

- The energy dependence of the chamber response to $H^*(10)$ of neutrons should be as flat as possible in whole energy range;
- Recombination index of radiation quality should have values well approximating $Q^*(10)$;
- The neutron sensitivity of the detector should be similar to the photon sensitivity.

The choice of tissue equivalent (TE) gas results in too low relative sensitivity to neutrons (about 10% lower than to photons). Recombination of ions in TE gas is relatively high, so accurate determination of saturation current can be difficult. For these reasons, other gases with lower density have been considered and the mixture of CH_4 with N_2 (5% by weight) has been chosen for commercially manufactured chambers. Neutron sensitivity (ratio of the saturation current to $D^*(10)$) of the chamber filled with such mixture is about 15% higher than sensitivity to photons, for neutron energy range up to about 5 MeV. This is associated with high excess of hydrogen contents in the gas comparing to soft tissue. The mixture with 5% of nitrogen contains 23.75% of hydrogen, whereas TE gas contains only 11.1%. Increasing addition of nitrogen in gas mixtures, investigated in this work, resulted in gradual decrease in the dose absorbed in the gas. The mixture with 50% of nitrogen contains 12.5% of hydrogen – still more than TE gas. Clear dependence of the dose absorbed in the gas on the content of hydrogen indicates that, for the irradiation geometry assumed in this work, the majority of neutron interactions in large high pressure ionization chamber occurs in the gas cavity.

There is a considerable increase in the dose to the gas at low neutron energies. In radiation fields with broad energy spectra, this effect may compensate for the lower response for intermediate and low energy neutrons.

Figures 2 and 3 show that dose absorbed in the gas is generally lower than $D^*(10)$, most likely because of larger effective thickness of the chamber wall, comparing with the 10 mm depth of the reference point in ICRU sphere. In practice, this underestimation is well compensated by proper calibration of the chamber.

The calculated energy dependence of the chamber response to $D^*(10)$ is in acceptable agreement with the experimental data for monoenergetic neutrons, despite different irradiation geometries.

Conclusions

First simulation of the REM-2 chamber with MCNPX code made it possible to compare the energy dependence of the chamber response to $D^*(10)$

for different filling gases. The results showed clear dependence of the dose absorbed to the gas on hydrogen content. The shape of the energy dependence is similar for all the gases investigated in the work.

In future studies, changes in the chamber construction will be proposed. At this stage of development, it could be stated that, in the case of constructing the chamber for low energy neutron detection, the amount of nitrogen in gaseous mixture filling the chamber has to be raised to several tens of percent, or small amount of boron addition to filling gas could be taken into consideration.

Acknowledgment. This work is partly supported by the funds of the National Science Centre grant “Recombination dose meter of new generation for exposure assessment on workplaces in radiation fields of reactors and accelerators” [1350/B/P01/2010/39].

ORCID

Katarzyna Tymińska  <http://orcid.org/0000-0002-5702-2708>

Michał A. Gryziński  <http://orcid.org/0000-0002-4860-8176>

Maciej Maciak  <http://orcid.org/0000-0003-3842-6720>

References

1. Zielczyński, M., Golnik, N., & Rusinowski, Z. (1996). A computer controlled ambient dose equivalent meter based on a recombination chamber. *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. Sect. A-Accel. Spectrom. Dect. Assoc. Equ.*, 370(2/3), 563–567. [https://doi.org/10.1016/0168-9002\(95\)01013-0](https://doi.org/10.1016/0168-9002(95)01013-0).
2. Zielczyński, M., & Golnik, N. (1994). Recombination index of radiation quality – measuring and applications. *Radiat. Prot. Dosim.*, 52, 419–422. <https://doi.org/10.1093/oxfordjournals.rpd.a082226>.
3. Golnik, N., Gryziński, M. A., Kowalska, M., Meronka, K., & Tulik, P. (2014). Characterization of radiation field for irradiation of biological samples at nuclear reactor – comparison of twin detector and recombination methods. *Radiat. Prot. Dosim.*, 161(1/4), 196–200. DOI: 10.1093/rpd/nct341.
4. Golnik, N. (1996). *Recombination methods in the dosimetry of mixed radiation*. Swierk, Poland: Institute of Atomic Energy. (Report IEA-20/A).
5. Golnik, N., Silari, M., & Otto, T. (1999). On the use of a recombination chamber for radiation measurements in CERN-EU high-energy reference radiation fields. *Radiat. Prot. Dosim.*, 86(3), 175–179. <https://doi.org/10.1093/oxfordjournals.rpd.a032940>.
6. Silari, M., Agosteo, S., Beck, P., Bedogni, R., Cale, E., Caresana, M., Domingo, C., Donadille, L., Dubourg, N., Esposito, A., Fehrenbacher, G., Fernandez, F., Ferrarini, M., Fiechtner, A., Fuchs, A., Garcia, M. J., Golnik, N., Gutermuth, F., Khurana, S., Klages, Th., Latocha, M., Mares, V., Mayer, S., Radon, T., Reithmeier, H., Rollet, S., Roos, H., Ruhm, W., Sandri, S., Schardt, D., Simmer, G., Spurny, F., Trompier, F., Villa-Grassa, C., Weitzenegger, E., Wiegand, B., Wielunski, M., Wissmann, F., Zechner, A., & Zielczyński, M. (2009). Intercom-

- parison of radiation protection devices in a high-energy stray neutron field. Part III: Instrument response. *Radiat. Meas.*, 44(7/8), 673–691. DOI: 10.1016/j.radmeas.2009.05.005.
7. Golnik, N., Brede, H. J., & Guldbakke, S. (1997). $H^*(10)$ response of the REM-2 recombination chamber in monoenergetic neutron fields. *Radiat. Prot. Dosim.*, 74(3), 139–144. <https://doi.org/10.1093/oxfordjournals.rpd.a032189>.
 8. International Commission on Radiation Units and Measurements. (1983). *Microdosimetry*. ICRU Publications. Bethesda. (ICRU Report 36).
 9. International Commission on Radiation Units and Measurements. (1993). *Quantities and units in radiation protection dosimetry*. ICRU Publications. Bethesda. (ICRU Report 51).
 10. Leuthold, G., Mares, V., & Schraube, H. (1992). Calculation of the neutron ambient dose equivalent on the basis of the ICRP revised quality factors. *Radiat. Prot. Dosim.*, 40(2), 77–84.



Contents lists available at ScienceDirect

Radiation Measurements

journal homepage: www.elsevier.com/locate/radmeas

Dosimetry and microdosimetry of monoenergetic neutrons using recombination chamber – Measurements and Monte Carlo simulations

Maciej Maciak^{*}, Piotr Tulik

Warsaw University of Technology, Faculty of Mechatronics, Institute of Metrology and Biomedical Engineering, 8 Boboli Street, 02-525, Warsaw, Poland

ARTICLE INFO

Keywords:

Radiation protection
Microdosimetry
Recombination chamber
Monte Carlo simulation
Monoenergetic neutrons
Linear energy transfer

ABSTRACT

The REM-2 tissue-equivalent recombination chamber was used for dosimetry measurements performed in monoenergetic neutron reference fields at National Physical Laboratory, UK for the neutron energy range from 144 keV to 5 MeV. Measurement data were used for the determination of the recombination index of radiation quality, ambient dose, and finally ambient dose equivalent, $H^*(10)$. Results justify the relevance of the application of this measuring method in mixed radiation fields with dominant neutron component, which are present, for example, at photon and proton radiotherapy facilities. The relative response of the chamber in terms of $H^*(10)$ in the investigated neutron energy range, resulted in the correction factor at the maximum level of 1.25. Analysis of the saturation curves and use of the recombination microdosimetric method, RMM resulted in the determination of dose distribution at a nanometric level in terms of restricted linear energy transfer, L_Δ . Monte Carlo simulations performed with the FLUKA code allowed to obtain double-differential distributions of L which were compared with those obtained during measurements. Comparison between measured and simulated data showed that RMM is a reliable method for microdosimetric investigations in mixed neutron-gamma fields present around medical radiotherapeutic units.

1. Introduction

Characterization of ionizing radiation fields in terms of dosimetry and microdosimetry provides important information about the energy deposition in tissue at different anatomical levels starting from body-averaged quantities, ending at the cellular or even DNA levels. To assess the equivalent dose or effective dose (body-related radiation quantities) several specific operational dose equivalent quantities were defined (ICRP, 2007). In general, the dose equivalent is described as the product of the absorbed dose, D at the point of interest in tissue, and the corresponding quality factor, Q at this point. Because the biological effectiveness, RBE of radiation is correlated with the ionization density along the track of charged particles in tissue, therefore, Q is defined as a function of the unrestricted linear energy transfer, L (sometimes denoted as LET) of charged particles in water (ICRU, 1970). The above-mentioned quality factor function $Q(L)$ is based on the results of the radiobiological studies and animal experiments carried out for different biological systems (ICRP, 2003).

Neutrons, as uncharged particles, interact with atomic nuclei of tissue resulting in the production of different secondary charged particles

with high L . This allows to deposit of a large amount of energy in a small volume of tissue and explains why neutrons are considered as particles with high relative biological effectiveness. Due to the different types of their interaction with tissue and its strong dependence on initial energy, the measuring and simulation methods for dosimetric and microdosimetric assessment of neutrons are particularly important.

On the one hand, neutrons have been considered for clinical radiotherapy practically from their discovery in 1932 by J. Chadwick, for example in boron-neutron capture therapy (Malouff et al., 2021) or fast neutron therapy (Jones, 2020). On the other hand, neutrons, because of their specific physical properties, are subject to radiological protection considerations, for example in the case of radiation therapy facilities (Mojżeszek et al., 2017; Tulik et al., 2018) or for aircraft crew exposure at aviation altitudes (Ambrožová et al., 2020).

Neutron dosimetry is difficult mainly because the RBE depends on neutrons energy, ionization fields consist of several different components (for example mixed neutron-gamma fields), and neutron spectrum usually spreads over a few orders of magnitude. It comes down to the construction of the dosimeter which is capable of measuring neutron doses independently of the neutron spectrum with adequate accuracy

^{*} Corresponding author.

E-mail address: maciej.maciak@pw.edu.pl (M. Maciak).

<https://doi.org/10.1016/j.radmeas.2022.106861>

Received 12 January 2022; Received in revised form 5 September 2022; Accepted 7 September 2022

Available online 11 September 2022

1350-4487/© 2022 Elsevier Ltd. All rights reserved.

(Alberts et al., 1996). For microdosimetry, the specific type of dosimetry, all mentioned difficulties are in effect, and additionally, the anatomical level of the assessment moves to the tissue cells or less.

Experimental microdosimetric assessment methods are limited, and in fact, two main methods are used in practice. In the classical microdosimetric approach, proposed by Rossi (Rossi and Rosenzweig, 1955; Rossi, 1960, 1979), the experimental method is based on a tissue-equivalent proportional counter, TEPC simulating micrometric volumes measuring single-event distributions which allow determining the dose-mean lineal energy, $\bar{y}_D$ (Booz et al., 1983). The lineal energy, used in the TEPC concept method, is a stochastic quantity and is a microscopic analogy of L (Chang and Kim, 2008). In 1975 Sullivan and Zielczynski (Sullivan and Zielczynski, 1975) proposed a method based on the initial recombination of ions in tissue-equivalent gas, which allows for determining the information about energy imparted to the nanometric volume of tissue. This method became the basis for further development of recombination methods for microdosimetric purposes and resulted in the recombination microdosimetric method, RMM developed by Golnik (Golnik and Zielczynski, 1994; Golnik, 1995) described in detail later and used in this work.

Microdosimetric measurements of monoenergetic neutrons have been performed both, using TEPC as well as a recombination chamber. In the first case, microdosimetric spectra for the volumes ranging from 0.25 μm to 8.0 μm for neutron energies between 0.22 MeV and 14 MeV were measured, then corresponding $\bar{y}_F$ and $\bar{y}_D$ values were calculated (Srdoc and Marinot, 1996). In the second case, the main aim of measurements was to calculate the $H^*(10)$ response of the recombination chamber to the monoenergetic neutrons, however, saturation curves were simultaneously used to perform linear energy transfer spectrometry (L spectrometry) i.e. provide the information on the dose distribution in restricted L , $d(L_\Delta)$ (Golnik et al., 1997).

A limited number of publications can be found in the field of microdosimetric characterization of monoenergetic neutron fields with the use of calculation methods. Some calculations for monoenergetic neutrons were performed by Caswell and Coyne (Caswell and Coyne, 1978, 1989) resulting in single-event energy deposition spectra for secondaries resulting from neutron interactions in tissue. These data, obtained for neutron energies from 60 keV to 20 MeV and 1 μm cavity diameter, were used for further calculations of dose average lineal energy, $\bar{y}_D$ and comparison with experimental data. It is worth to mention about the analysis of the interactions of monoenergetic neutrons with tissue made by Lund et al. (2020). In this study the physics underlying neutron relative biological effectiveness using $\bar{y}_D$ was investigated for neutrons with energies from 1 eV to 10 MeV with sampling volumes with diameters between 2 nm and 1 μm . Recently, microdosimetric calculations using code based on the Monte Carlo method were utilized for the study of the components of L distribution in a tissue-equivalent recombination chamber (Maciak, 2018). In this work total distributions of L , as well as components including proton, deuteron, Triton, helium and electron were calculated for monoenergetic neutrons at energy range from 500 keV to 200 MeV.

The aim of this study was to experimentally determine microdosimetric distributions of the dose in L for monoenergetic reference neutron fields in the energy range from 144 keV to 5 MeV using the recombination chamber, and to compare these data with the distributions of L obtained from Monte Carlo simulations. Additionally, the relative response of the chamber was investigated and compared with the data obtained in monoenergetic neutron reference fields at Physikalisch-Technische Bundesanstalt, PTB (Golnik et al., 1997) to confirm the REM-2 chamber measuring capability for neutrons with different energy.

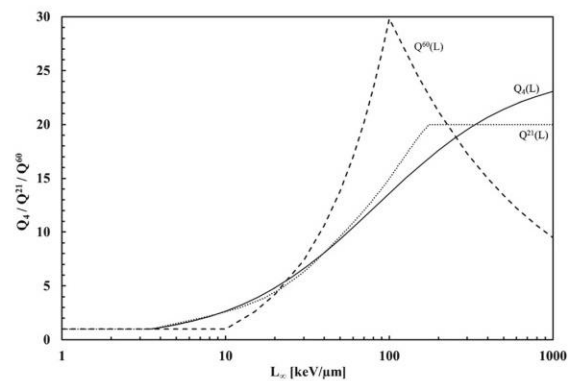


Fig. 1. $Q(L)$ relationship for recombination index of radiation quality, Q_4 and quality factors Q^{21} and Q^{60} taken from ICRP Publication 60 and ICRP Publication 21 respectively.

2. Materials and methods

2.1. Recombination chamber

For measurements and Monte Carlo simulation the REM-2 type cylindrical, parallel-plate tissue-equivalent ionization chamber was used (Zielczynski et al., 1996; Golnik, 2018). The chamber is filled with a tissue-equivalent gas mixture of methane and nitrogen (5% in partial pressure) with a pressure of ~ 1 MPa. The electric charge was measured by a Keithley 6517b electrometer. A built-in electrometer voltage source was used to supply the chamber. For each saturation curve, a sequence of positive and negative voltages in the range from 5 V to 990 V was applied. The collected electric charges were averaged for both polarities and normalized to the neutron flux. The chamber was calibrated in the accredited calibration laboratory at National Centre for Nuclear Research, Poland with ^{137}Cs and ^{239}Pu -Be reference sources in terms of $D^*(10)$ and $H^*(10)$.

To determine the ambient dose equivalent the recombination index of radiation quality concept was used. The method involves measurements of two ionization currents, i_S and i_R , at two properly chosen polarizing voltages U_S and U_R . A certain combination of these two currents is called the recombination index of radiation quality, Q_4 and may serve as a measurable quantity that depends on L in a similar way as the radiation quality factor does (Golnik, 2018). The polarizing voltage U_S is the high voltage, providing in the chamber conditions close to saturation. U_S is the same voltage that is used for the calibration of the chamber. The lower voltage U_R , called the recombination voltage, has been determined during calibration of the chamber in a reference gamma radiation field of ^{137}Cs source, in such a way that U_R ensures 96% of ion collection efficiency in such reference field:

$$Q_4 = \frac{1 - \frac{i_R}{i_S}}{1 - 0.96} \quad (1)$$

where i_S and i_R are ionization currents for U_S and U_R respectively. The ambient dose equivalent of the measured field is then determined as a product of $D^*(10)$ and Q_4 (Zielczynski and Golnik, 1994) which estimate the radiation quality factor. $Q(L)$ relationship for Q_4 as well as the quality factor recommended by ICRP (ICRP, 2007, 1991) were shown in Fig. 1.

Relatively low intensities of monoenergetic neutron fields and limited beam time resulted in the change of the measurement mode from typical, ionization current measurement to the electric charge measurement. This kind of change overcomes the difficulties related to the stabilization of the ionization current in time, especially in the case of

saturation curve measurements. The electric charge was collected by an electrometer coupled with an acquisition system which realized read-outs every 1 s to collect 30 points. For each polarization voltage, dosimetric quantities were determined based on the electric charge values and were checked by the linear function fitting to the collected electric charge points. Fluence rate data from the calibration laboratory monitor served as a normalization factor to eliminate the variation of the flux in time for different measurement points.

2.2. Recombination microdosimetric method

The recombination microdosimetric method, RMM (Golnik and Zielczyński, 1994; Golnik, 1995) is based on the general equation for ion collection efficiency:

$$f = \frac{1}{D} \int \frac{d(\mu)}{1 + \mu \frac{W_0}{W} m(X, p)} d\mu \quad (2)$$

where D is the total absorbed dose, $d(\mu)$ is the dose distribution in the local density of ions, W_0 is the average energy needed to create an ion pair in the standard gamma radiation field, W is the average energy needed to create an ion pair in the tested radiation field and $m(X, p)$ is a function of gas pressure and electric field strength.

Eq. (2) is based on the general description of the initial recombination model for the recombination chamber fulfilling the condition of local recombination domination for any mixed radiation field specified with the dose distribution as a function of the local density of ions, μ . In this method, assuming that average energy needed to create an ion pair is constant for all types of radiation, the function $m(X, p)$ was replaced by ion-collection efficiency in reference gamma radiation field, and local density of ions by the relation L_Δ/L_0 , where L_Δ is restricted L and L_0 is the scaling factor giving the final equation as follows:

$$f = \frac{1}{D} \int \frac{d(L_\Delta)}{1 + \frac{L_\Delta}{L_0} \frac{1-f_r}{f_r}} dL_\Delta \quad (3)$$

where f_r is the ion collection efficiency for the reference gamma field.

In RMM the integral in Eq. (3) is approximated by the sum:

$$f = \sum_{i=1}^n d_i s_i \quad (4)$$

where:

$$s_i = \frac{1}{(L_\Delta)_{i+1} - (L_\Delta)_i} \int_{(L_\Delta)_i}^{(L_\Delta)_{i+1}} \frac{1}{1 + \frac{L_\Delta}{L_0} \frac{1-f_r}{f_r}} dL_\Delta \quad (5)$$

In Eq. (5) function s_1 for the first L_Δ interval is replaced by f_r . The fitting procedure based on equations (2)–(5) results in the distribution of dose versus restricted L , $L_\Delta d(L_\Delta)$.

Using the RMM computer program (Dobrzyńska, 2015) the input files containing the ion collection efficiencies for reference ^{137}Cs field and measured fields have been prepared. The algorithm follows the rules defined for the RMM method and the expression of ion collection efficiency of the measured field against reference ion collection efficiency. It allows performing the fitting procedure using Eq. (3) with assumptions defined by the method.

2.3. Monoenergetic neutron reference fields

Measurements using the REM-2 recombination chamber were performed in well-characterized monoenergetic neutron fields at National Physical Laboratory (NPL), Teddington, UK. Neutron fields at NPL cover the energy range from 50 keV to 5 MeV and are routinely available for the calibration of neutron-sensitive devices or irradiation purposes. For this work measurements were performed in 144 keV, 565 keV, 2.5 MeV,

Table 1

Approximate rates of fluence and $\text{H}^*(10)$ during REM-2 recombination chamber in monoenergetic neutron fields at NPL at the distance of 150 cm.

Neutron energy [keV]	Fluence [$\text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$]	$\text{H}^*(10)$ [$\mu\text{Sv h}^{-1}$]
144	580	270
565	1400	1700
2500	630	940
5000	380	560

Table 2

Monte Carlo methods table including simulation parameters used in the study as recommended by AAPM TG286 (Sechopoulos et al., 2018).

Parameter	Description	References
Code, version	FLUKA, version 2011.2c-5	Böhlen et al. (2014)
Validation	Benchmarking and experimental validation	(Battistoni et al., 2007), (Böhlen et al., 2010), (Northum et al., 2012; Chirioti et al., 2018)
Hardware	Intel(R) Core(TM) i7-8550U CPU @ 1.80 GHz, 1992 MHz	
Source description	Rectangular monoenergetic neutron beam covering the single section of the chamber, beam dimensions equal to 14 cm $\times$ 2.3 cm, beam perpendicular to the chamber's long axis	Maciak (2018)
Cross-sections	Data files distributed with FLUKA, version 2011.2c-5	
Transport parameters	Kinetic energy threshold for delta ray production set to 100 eV, Rayleigh scattering and inelastic form factor corrections to Compton scattering and Compton profiles activated, transport threshold set at: 1 keV (electrons), 100 eV (photons), 25 meV (neutrons)	
Scored quantities	Plain double-differential particle yield as a function of L and E_{kin}	
# histories/statistical uncertainty	Primary particles 5×10^6 (five cycles) Statistical error below 5%	

and 5.0 MeV neutron reference fields. Chamber was positioned at a distance of 150 cm from the target. Mean reference values of total fluence rate and $\text{H}^*(10)$ rate for this study are summarized in Table 1.

2.4. Monte Carlo simulations of linear energy transfer distributions

To calculate L distributions in the REM-2 recombination chamber, the FLUKA code, version 2011.2c-5, was used (Böhlen et al., 2014; Ferrari et al., 2005). The FLUKA code is a general-purpose Monte Carlo code for the interaction and transport of hadrons, leptons, and photons from keV to cosmic ray energies in any material. As recommended by AAPM TG286 (Sechopoulos et al., 2018), the simulation parameters used in this study are shown in Table 2.

The geometrical model was prepared with the graphical interface Flair (Vlachoudis, 2009). The model was simplified and instead of the whole recombination chamber (Fig. 2.), only one section of the detector was modelled. The section consists of three electrodes: two polarizing and one signal electrode. All of them are made of A-150, tissue-equivalent plastic with a density of 1.127 g/cm^3 . All space within the section was filled with a tissue-equivalent gas mixture of methane and nitrogen (23% hydrogen, 68.6% carbon, 8.4% nitrogen by weight) at 1 MPa.

Linear energy transfer spectra in methane-based tissue-equivalent gas were scored as plain double-differential distributions with respect to

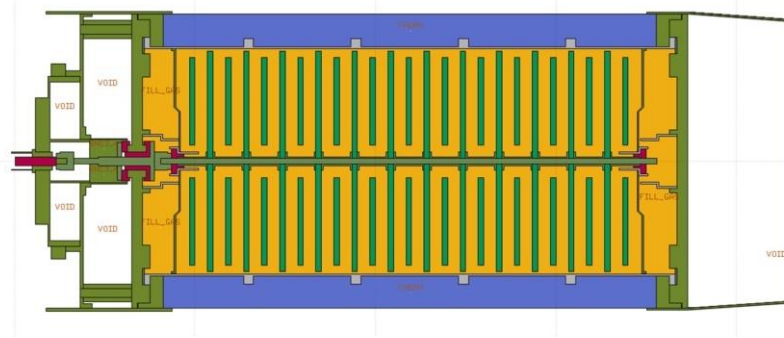


Fig. 2. Cross-section of the basic model of REM-2 type recombination chamber. Visualization was made with the Flair graphical user interface (Vlachoudis, 2009).

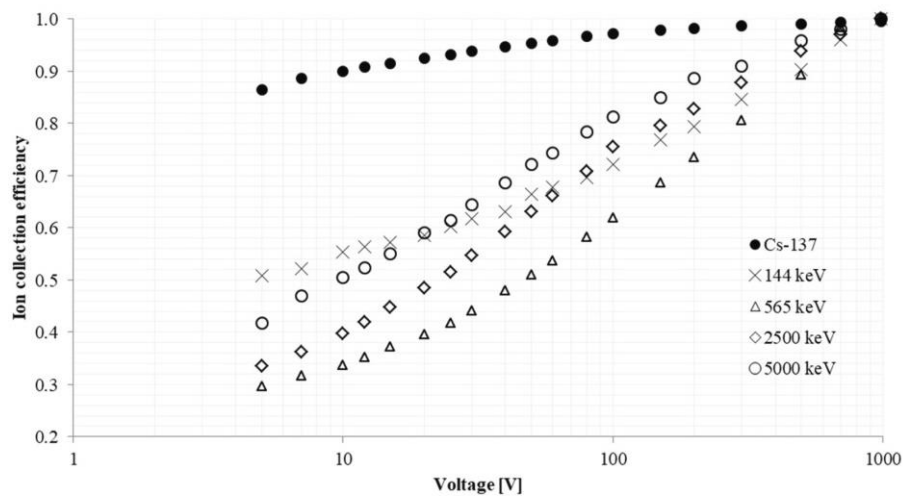


Fig. 3. Ion collection efficiency as a function of polarization voltage for reference field (^{137}Cs) and monoenergetic neutron fields of different energies.

Table 3
Comparison of measured Q_4 values and calculated effective quality factors determined according to the ICRP Report 21, $Q_{(21)}$ and ICRP Report 60, $Q_{(60)}$.

E_n [MeV]	Q_4	$Q_{(21)}$	$Q_{(60)}$
0.144	8.0	8.3	14.7
0.565	11.8	11.1	17.0
2.5	8.7	8.4	10.6
5.0	6.6	7.4	7.5

unrestricted L and kinetic energy of secondaries generated in the chamber gas using the USRYIELD card.

3. Results and discussion

3.1. Measurements at NPL

Saturation curves obtained for monoenergetic neutrons were analyzed as flux-normalized, average values of collected electric charge for the positive and negative polarization. Data presented as the ion collection efficiency plots are presented in Fig. 3. Due to the high gamma component and measurement instability, the plot of the ion collection efficiency for 144 keV shows a slightly different character compared to

the other plots. Nevertheless, the graph is smooth and provides new reliable data for low-energy neutrons.

Obtained Q_4 values, together with the effective quality factor determined according to the previous and current recommendations, ICRU Report 21 (ICRP, 1973) and ICRU Report 60 (ICRP, 1991), are presented in Table 3. Uncertainty of the Q_4 values can be estimated as ± 0.5 for all neutron energies. It is visible that Q_4 follows the $Q_{(21)}$ but underestimates the actual $Q_{(60)}$ quality factor values (Veinot and Hertel, 2005). This feature is well-compensated by the overestimation of the recombination chamber in the $D^*(10)$, up to 27%, practically in the same neutron energy range (Golnik, 2018), which results mainly from the higher, than in soft tissue, hydrogen content in the gas filling the chamber.

Because $H^*(10)$ values in reference neutron fields are provided only for neutrons it was important to estimate the gamma component values for the measurements made by the recombination chamber, which is sensitive to gamma radiation. Photon doses in NPL standard neutron fields were characterized by Roberts (Roberts et al., 2014) for neutron fields produced using LiF targets, via the $^7\text{Li}(p,n)$ reaction. For 144 keV and 565 keV, which are relevant to this work, the photon to neutron dose equivalent, $H^*(10)$ ratios were estimated up to 11% and 2% respectively. Data collected for similar monoenergetic neutron fields by Golnik (Golnik et al., 1997) at PTB show that the dose contribution in D^*

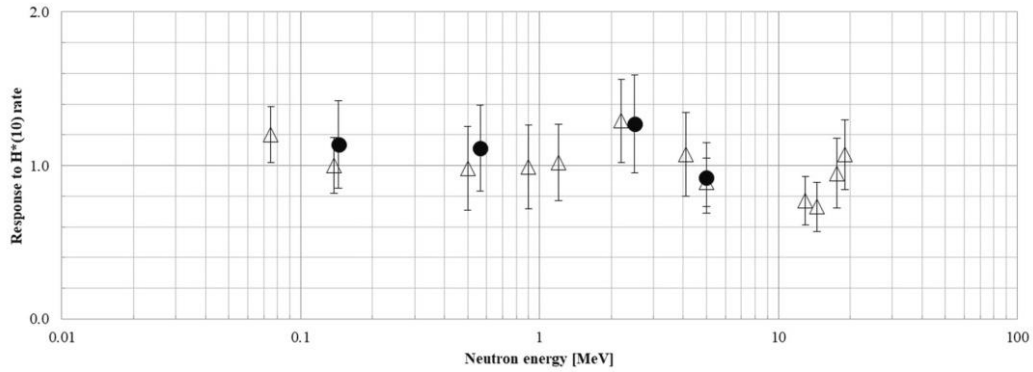


Fig. 4. Relative response of the recombination chamber to the reference values (circles) and data previously obtained at PTB (triangles) (Golnik et al., 1997).

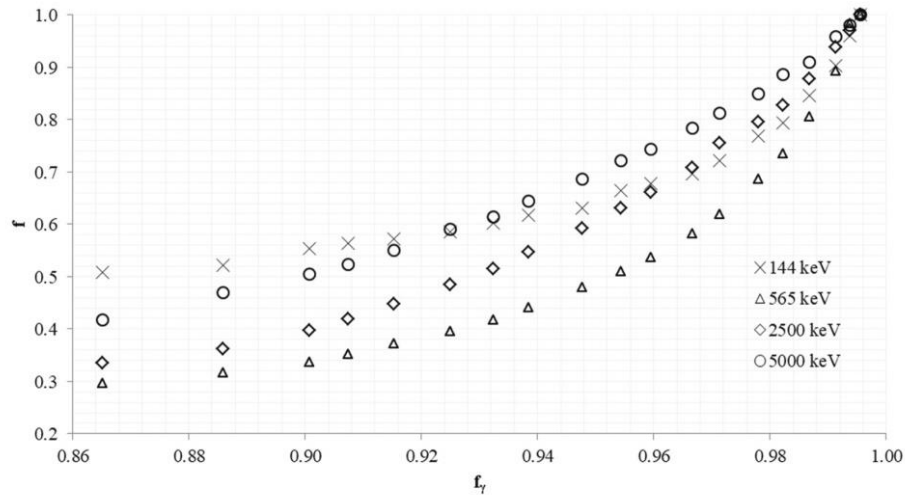


Fig. 5. Plots of ion collection efficiency for neutron fields, f against ion collection efficiency for reference gamma field f_γ for three neutron energies – basis for the RMM fitting procedure.

(10) for the gamma component was calculated as 43.5% and 17.5%. In this work similar approach was used resulting in the gamma contribution at the level of 42.1% and 19.0% for 144 keV and 565 keV respectively. These results were used for the correction of Q_4 values.

The measured ambient dose equivalent is presented in Fig. 4 as the relative response of the chamber to the reference $H^*(10)$ values. It is visible that the underestimation of the chamber in the quality effective factor is compensated by the overestimation of the chamber in the ambient dose, resulting in the relative ambient dose equivalent deviations at the maximum level of 25%.

Relative responses of the recombination chamber obtained in this work match the data previously obtained by Golnik at PTB (Golnik et al., 1997) and confirm the flat response function of the chamber for neutrons in a wide energy range.

3.2. Linear energy transfer spectrometry

Plots of ion collection efficiency for neutron reference fields against reference gamma field (for the RMM method) are presented in Fig. 5 for which the fitting procedure is performed using Eq. (4).

Figs. 3 and 5 show the dependence of neutron energy's impact on the initial recombination and as a result the ion collection efficiencies. For

144 keV neutrons, the distribution is unambiguously different than the others. This is caused by the high gamma component in the neutron field as well as lower neutron energy and relative intensity which finally result in higher deviations in the electric charge collection.

For the calculation of the dose distribution in restricted linear energy transfer using the RMM method, the default L ranges were chosen for 144 keV and 565 keV neutrons. For higher neutron energies i.e. 2.5 MeV and 5.0 MeV, the upper range of the first interval was moved from 20 keV to 10 keV taking into account the results coming from Monte Carlo simulations where one can see that the peak coming from recoil protons moves close to 10 keV/ μm (Fig. 6). Fractions of absorbed dose deposited in the specified interval of L_Δ determined with RMM are shown in Table 4.

In Fig. 6 there are simulated L distributions for monoenergetic neutrons at the same energy as considered in the measurements performed at NPL. For simulation, the L was scored logarithmically in 100 bins from 0.1 to 1000 keV/ μm , while the kinetic energy was scored in one interval from 0 to 5 MeV including all particles expected in the simulation. It should be underlined here, that the transport limits for the FLUKA code for secondaries are at the level of 1 keV for electrons and 100 eV for photons as secondary particles.

Comparison of calculated L spectra for monoenergetic neutrons for

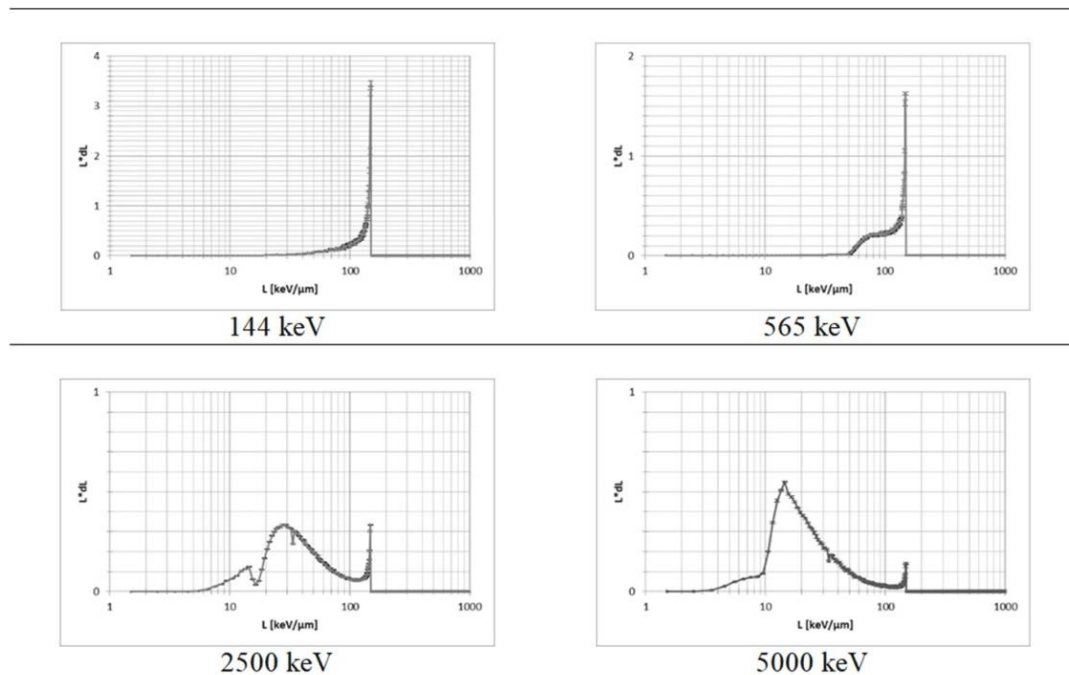


Fig. 6. Linear Energy transfer spectra in methane-based tissue-equivalent gas calculated as particle yields with respect to L and particle kinetic energy for monoenergetic neutrons ranging from 144 keV to 5 MeV using the FLUKA code.

Table 4

Dose distributions versus restricted L determined in monoenergetic neutron fields with REM-2 recombination chamber and RMM method.

L_{Δ} [keV/μm]	144 keV	565 keV	2.5 MeV	5.0 MeV
low L	0.39	0.14	0.00	0.01
20–50	0.10	0.05	0.34	0.99
50–80			0.66	
80–100				
100–200	0.16	0.76		
200–1000	0.35	0.05		

recombination chamber with calculated lineal energy spectra for the tissue-equivalent proportional counter (Antoni and Bourgois, 2019) show that the distributions act in a similar way taking into account increasing incident neutron energy. Maxima of the spectra move towards smaller values starting from about 100 to 200 keV/μm for 144 keV, ending at about 10–20 keV/μm for 5 MeV neutrons. Differences come from the fact that calculations were performed for the gas cavity of the recombination chamber in terms of L reflecting the tissue volume at the level of 70 nm and data for TEPC gives the spectra in terms of lineal energy reflecting the site size at the level of 1 μm. In Fig. 7 linear energy transfer measured spectra obtained with the RMM method and simulated spectra using FLUKA code are presented. For the comparison purpose, spectra with the high resolution presented in Fig. 6 were processed just to keep the same L ranges as in the case of the RMM method.

Differences in measured and calculated spectra come from the limitations of both methods. RMM method is limited in terms of the resolution to a maximum of eight L_{Δ} intervals – in this work for all neutron fields, a six-interval approximation was selected. As indicated above the spectrum was estimated as a function of restricted linear transfer. For simulated spectra limitation comes from the energy cut-offs for electrons and photon transport. Despite the above-mentioned limitations

agreement between spectra is satisfactory i.e. in both methods the general trend showing the main peak movement from the 100–200 keV interval for low-energy neutrons to 20–50 keV for high-energy neutrons is present. The ratios of measured to simulated, for the dominant simulated interval, equal –80%, 12%, –29%, and 44% for 144 keV, 565 keV, 2500 keV, and 5000 keV respectively.

For 144 keV, dose distribution versus restricted L in comparison with the calculated one shows large disagreement. This is caused mainly because of the low neutron intensity and high photon component in terms of $D^*(10)$, which is visible in the measured spectrum. The gamma dose components can be seen in the ion collection efficiency curves as well as in the low interval of L 10–20 keV, especially visible in the case of 144 keV neutrons in Fig. 7. For higher neutron energies one can see that the dose component with maximum contribution moves from linear energy transfer interval 100–200 keV/μm for 565 keV to lower i.e. 20–80 keV/μm for 5 MeV. This is in line with theoretical, measured, and calculated results for L and y spectrometry using different measuring devices and methods mentioned above.

Comparison of the measured and calculated spectra was the first approach of analysis for RMM ever performed. It illustrates that codes based on the Monte Carlo method are appropriate tools for microdosimetric investigations concerning the recombination chambers. Numerical models of the chambers can be a valuable tool for further changes in operational quantities for external radiation exposure proposed by International Commission on Radiation Units and Measurements and International Commission on Radiological Protection (ICRU, 2020).

4. Conclusions

Large recombination chambers used for radiation protection in mixed fields containing dominant neutron component has wide, flat

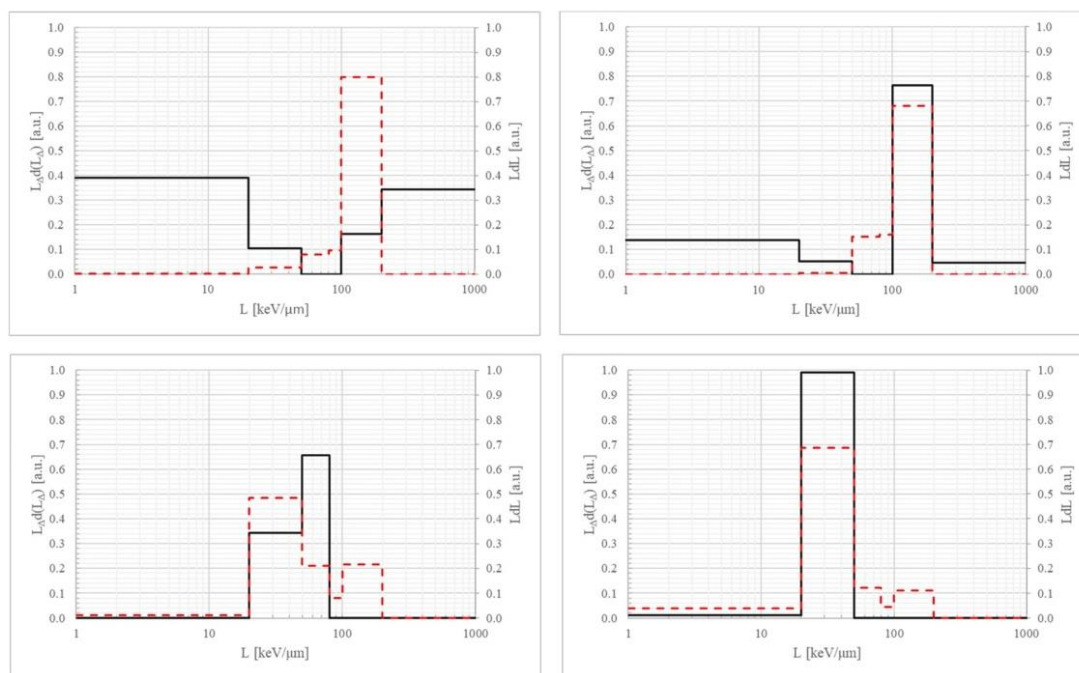


Fig. 7. Linear energy transfer spectra were obtained using measurement with recombination chamber with RMM method (solid line) and simulated with the FLUKA code (dashed line). For measured data, the spectra are determined as dose distributions versus restricted L using the REM-2 chamber, while for simulated data the spectra are obtained as particle yields with respect to L and particle energy. First row: 144 keV and 565 keV, second row: 2.5 MeV and 5.0 MeV.

energy dependence in terms of $H^*(10)$ which was confirmed with the use of monoenergetic neutron fields. Despite the underestimation of the quality factor, the chamber because of the overestimation of $D^*(10)$, shows deviations up to 25% which is acceptable in radiation protection applications. The recombination microdosimetric method was tested in monoenergetic neutron fields in the range of 144 keV to 5 MeV. Dose distributions in restricted L were compared with simulated L spectra which confirmed the validity of the method. A comparison of the data shows that for low energy neutron fields with large gamma component special care has to be taken because of the high sensitivity of the method for measurement conditions.

It should be underlined that the numerical models of the recombination chambers should enable the use of these detectors even at the time of subsequent changes in operational dosimetric quantities.

Funding

This work was supported by the National Science Centre, NCN (grant number 2015/19/N/ST7/01202) and by the Scientific Council for Biomedical Engineering at Warsaw University of Technology (504/04540/1142/43.050004).

Declaration of competing interest

The authors declare that they have no known competing financial interests or personal relationships that could have appeared to influence the work reported in this paper.

Data availability

Data will be made available on request.

References

- Alberts, W.G., Bordy, J.M., Chartier, J.L., Jahr, R., Klein, H., Luszik-Bhadra, M., Posny, F., Schuhmacher, H., Siebert, B.R.L., 1996. Neutron dosimetry. *Radioprotection* 31, 37–65. <https://doi.org/10.1051/radiopro/1996022>.
- Ambrozová, I., Beck, P., Benton, E.R., Billnert, R., Bottollier-Depois, J.-F., Caresana, M., Dinar, N., Domański, S., Gryziński, M.A., Kákona, M., Kolros, A., Krist, P., Kuč, M., Kyselová, D., Latocha, M., Leuschner, A., Lillhök, J., Maciak, M., Mareš, V., Murawski, L., Pozzi, F., Reitz, G., Schennetten, K., Silari, M., Slegl, J., Sommer, M., Štěpán, V., Trompier, F., Tscherné, C., Uchihori, Y., Vargas, A., Viererbl, L., Wielunski, M., Wising, M., Zorloni, G., Ploc, O., 2020. Reflect – Research flight of EURADOS and CRREAT: intercomparison of various radiation dosimeters onboard aircraft. *Radiat. Meas.* 137, 106433 <https://doi.org/10.1016/j.radmeas.2020.106433>.
- Antoni, R., Bourgois, L., 2019. Microdosimetric spectra simulated with MCNP6.1 with INCL4/ABLA model for kerma and mean quality factor assessment, for neutrons between 100 keV to 19 MeV. *Radiat. Meas.* 128, 106189 <https://doi.org/10.1016/j.radmeas.2019.106189>.
- Battistoni, G., Cerutti, F., Fassò, A., Ferrari, A., Muraro, S., Ranft, J., Roesler, S., Sala, P. R., 2007. The FLUKA code: description and benchmarking. In: AIP Conference Proceedings. American Institute of Physics AIP, pp. 31–49. <https://doi.org/10.1063/1.2720455>.
- Böhlen, T.T., Cerutti, F., Chin, M.P.W., Fassò, A., Ferrari, A., Ortega, P.G., Mairani, A., Sala, P.R., Smirnov, G., Vlachoudis, V., 2014. The FLUKA Code: developments and challenges for high energy and medical applications. *Nucl. Data Sheets* 120, 211–214. <https://doi.org/10.1016/j.nds.2014.07.049>.
- Böhlen, T.T., Cerutti, F., Dosanjh, M., Ferrari, A., Gudowska, I., Mairani, A., Quesada, J. M., 2010. Benchmarking nuclear models of FLUKA and GEANT4 for carbon ion therapy. *Phys. Med. Biol.* 55, 5833–5847. <https://doi.org/10.1088/0031-9155/55/19/014>.
- Booz, J., Braby, L., Coyne, J., Kliauga, P., Lindborg, L., Menzel, H.-G., Parmentier, N., 1983. Report 36. J. Int. Comm. Radiat. Units Meas. os19 <https://doi.org/10.1093/jicru/os19.1.Report36>. NP-NP.
- Caswell, R.S., Coyne, J.J., 1989. Effects of track structure on neutron microdosimetry and nanodosimetry. *Int. J. Radiat. Appl. Instrum. Part Nucl. Tracks Radiat. Meas.* 16, 187–195. [https://doi.org/10.1016/1359-0189\(89\)90049-6](https://doi.org/10.1016/1359-0189(89)90049-6).
- Caswell, R.S., Coyne, J.J., 1978. Energy deposition spectra for neutrons based on recent cross section evaluation. In: Proceedings of the 6th Symposium on Microdosimetry. Presented at the 6th Symposium on Microdosimetry. Harwood Academic Publishers, Brussels, Belgium, pp. 1159–1171.

- Chang, S.-Y., Kim, B.-H., 2008. Understanding of the microdosimetric quantities obtained by a TEPC. *J. Nucl. Sci. Technol.* 45, 213–216. <https://doi.org/10.1080/00223131.2008.10875825>.
- Chiriotti, S., Conte, V., Colautti, P., Selva, A., Mairani, A., 2018. Microdosimetric simulations of carbon ions using the Monte Carlo code FLUKA. *Radiat. Protect. Dosim.* 180, 187–191. <https://doi.org/10.1093/RPD/NCX201>.
- Dobrzyńska, M., 2015. Calculation algorithm for determination of dose versus LET using recombination method. In: Romaniuk, R.S. (Ed.), Presented at the XXXVI Symposium on Photonics Applications in Astronomy, Communications, Industry, and High-Energy Physics Experiments (Wilga 2015), 966236. <https://doi.org/10.1117/12.2206137>. Wilga, Poland.
- Ferrari, A., Sala, P.R., Fasso, A., Ranft, J., 2005. FLUKA: a multi-particle transport code (No. SLAC-R-773, 877507). <https://doi.org/10.2172/877507>.
- Golnik, N., 2018. Recombination chambers-do the old ideas remain useful? *Radiat. Protect. Dosim.* 180, 3–9. <https://doi.org/10.1093/RPD/NCX279>.
- Golnik, N., 1995. Microdosimetry using a recombination chamber: method and applications. *Radiat. Protect. Dosim.* 61, 125–128. <https://doi.org/10.1093/rpd/61.1-3.125>.
- Golnik, N., Brede, H.J., Guldbakke, S., 1997. H*(10) response of the REM-2 recombination chamber in monoenergetic neutron fields. *Radiat. Protect. Dosim.* 74, 139–144. <https://doi.org/10.1093/oxfordjournals.rpd.a032189>.
- Golnik, N., Zielczyński, M., 1994. Determination of restricted LET distribution for mixed (n,gamma) radiation fields by high pressure ionisation chamber. *Radiat. Protect. Dosim.* 52, 35–38. <https://doi.org/10.1093/oxfordjournals.rpd.a082157>.
- ICRP, 2007. The 2007 Recommendations of the International Commission on Radiological Protection.
- ICRP, 2003. Relative biological effectiveness (RBE), Quality Factor (Q), and radiation weighting factor (wR). *ICRP Publ.* 92 33 <https://doi.org/10.1016/j.icrp.2004.12.002>, 117–117.
- ICRP, 1991. 1990 Recommendations of the International Commission on Radiological Protection (No. 0-08-035591-9), vol. 60. ICRP Publication.
- ICRP, 1973. Data for Protection against Ionizing Radiation from External Sources : Supplement to ICRP Publication 15, vol. 21. ICRP Publication.
- ICRU, 2020. ICRU Report 95: operational quantities for external radiation exposure. *J. ICRU* 20.
- ICRU, 1970. Report 16. *J. Int. Comm. Radiat. Units Meas.* os9.
- Jones, B., 2020. Clinical radiobiology of fast neutron therapy: what was learnt? *Front. Oncol.* 10, 1537. <https://doi.org/10.3389/fonc.2020.01537>.
- Lund, C.M., Famulari, G., Montgomery, L., Kildea, J., 2020. A microdosimetric analysis of the interactions of mono-energetic neutrons with human tissue. *Phys. Med.* 73, 29–42. <https://doi.org/10.1016/j.ejmp.2020.04.001>.
- Maciak, M., 2018. Calculation of LET distributions in the active volume of a recombination chamber. *Radiat. Protect. Dosim.* 180, 407–412. <https://doi.org/10.1093/rpd/ncy073>.
- Malouff, T.D., Seneviratne, D.S., Ebner, D.K., Stross, W.C., Waddle, M.R., Trifiletti, D.M., Krishnan, S., 2021. Boron neutron capture therapy: a review of clinical applications. *Front. Oncol.* 11, 601820 <https://doi.org/10.3389/fonc.2021.601820>.
- Mojżeszek, N., Farah, J., Kłodowska, M., Ploc, O., Stolarczyk, L., Waligórski, M.P.R., Olko, P., 2017. Measurement of stray neutron doses inside the treatment room from a proton pencil beam scanning system. *Phys. Med.* 34, 80–84. <https://doi.org/10.1016/j.ejmp.2017.01.013>.
- Northum, J.D., Guetersloh, S.B., Braby, L.A., 2012. FLUKA capabilities for microdosimetric analysis. *Radiat. Res.* 177, 117–123. <https://doi.org/10.1667/RR2751.1>.
- Roberts, N.J., Horwood, N.A., McKay, C.J., 2014. Photon doses in NPL standard neutron fields. *Radiat. Protect. Dosim.* 161, 157–160. <https://doi.org/10.1093/rpd/nct249>.
- Rossi, H.H., 1979. The role of microdosimetry in radiobiology. *Radiat. Environ. Biophys.* 17, 29–40. <https://doi.org/10.1007/BF01323118>.
- Rossi, H.H., 1960. Spatial distribution of energy deposition by ionizing radiation. *Radiat. Res. Suppl.* 2, 290. <https://doi.org/10.2307/3583601>.
- Rossi, H.H., Rosenzweig, W., 1955. A device for the measurement of dose as a function of specific ionization. *Radiology* 64, 404–411. <https://doi.org/10.1148/64.3.404>.
- Sechopoulos, I., Rogers, D.W.O., Bazalova-Carter, M., Bolch, W.E., Heath, E.C., McNitt-Gray, M.F., Sempau, J., Williamson, J.F., 2018. RECORDS: Improved Reporting of monte Carlo RaDiation Transport Studies: Report of the AAPM Research Committee Task Group 268, Medical Physics. John Wiley and Sons Ltd. <https://doi.org/10.1002/mp.12702>.
- Srdoc, D., Marinot, S.A., 1996. Microdosimetry of monoenergetic neutrons. *Radiat. Res.* 146, 466–474.
- Sullivan, A.H., Zielczyński, M., 1975. Microdosimetry using ionization recombination. In: Proceedings of the 5th Symposium on Microdosimetry. Presented at the 5th Symposium on Microdosimetry. Harwood Academic Publishers, Verbania Pallanza, pp. 1091–1105.
- Tulik, P., Tulik, M., Maciak, M., Golnik, N., Kabat, D., Byrski, T., Lesiak, J., 2018. Investigation of secondary mixed radiation field around a medical linear accelerator. *Radiat. Protect. Dosim.* 180, 252–255. <https://doi.org/10.1093/rpd/ncx199>.
- Veinot, K.G., Hertel, N.E., 2005. Effective quality factors for neutrons based on the revised ICRP/ICRU recommendations. *Radiat. Protect. Dosim.* 115, 536–541. <https://doi.org/10.1093/rpd/nci004>.
- Vlachoudis, V., 2009. FLAIR: a powerful but user friendly graphical interface for FLUKA. In: Presented at the Proc. Int. Conf. On Mathematics, Computational Methods & Reactor Physics (M&C 2009). American Nuclear Society, Saratoga Springs.
- Zielczyński, M., Golnik, N., 1994. Recombination index of radiation quality - measuring and applications. *Radiat. Protect. Dosim.* 52, 419–422.
- Zielczyński, M., Golnik, N., Rusinowski, Z., 1996. A computer controlled ambient dose equivalent meter based on a recombination chamber. *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. Sect. Accel. Spectrometers Detect. Assoc. Equip.* 370, 563–567. [https://doi.org/10.1016/0168-9002\(95\)01013-0](https://doi.org/10.1016/0168-9002(95)01013-0).

Multisignal ionization chamber with a B₄C coating as an active neutron beam spectrometer: Monte Carlo simulations

Maciej Maciak^{1,2,*} , Szymon Domański², Piotr Tulik², Katarzyna Tymińska² and Michał Aleksander Gryziński² 

¹Warsaw University of Technology, Faculty of Mechatronics, Institute of Metrology and Biomedical Engineering, św. Andrzeja Boboli 8, Warsaw 02-525, Poland

²National Centre for Nuclear Research, Nuclear Facilities Operations Department, Radiological Metrology and Biomedical Physics Division, Andrzeja Sołtana 7, Otwock 05-400, Poland

*Corresponding author: maciej.maciak@ncbj.gov.pl

Abstract

In this study, the influence of additional ¹⁰B₄C polarizing electrodes coating on KW-1 multisignal ionization chamber performance was investigated. Using the FLUKA Monte Carlo code energy deposition, neutron fluence and neutron track-length distributions were simulated. Further calculations allow us to obtain response functions for monoenergetic neutron beams in the energy range from 1 meV to 30 MeV. Results indicate further upgrades that can be adapted for moderator-based gaseous detectors for the neutron beam spectrometry approach.

Introduction

Neutron spectrometry, considered as an environmental measurement technique, is widely used in laboratories for neutron instruments' calibration or characterization, cross-section measurements and physical experiments; nuclear or fusion workplaces, medical/industrial accelerator workplaces; and also cosmic-ray radiation fields⁽¹⁾. Neutron spectrometry is required mainly for the medical neutron beams, such as for fast neutron therapy or boron neutron capture therapy⁽²⁾, where information about the spectral distribution of neutrons is crucial for quality assurance and hence proper planning of the treatment procedure or the patients and medical/technical staff radiation protection issues.

In general, for multiple moderator-based neutron spectrometers, the detector with a response function $R_d(E)$ exposed in a neutron field with spectral fluence $\Phi_E(E)$ gives the detector's reading M_d :

$$M_d = \int R_d(E) \Phi_E(E) dE \quad (1)$$

and is approximated by the sum:

$$M_d = \sum R_d(E_i) \Phi_E(E_i) \Delta E_i \quad (2)$$

where $\Phi_E(E_i) \Delta E_i$ is the neutron fluence in the i th energy group of width ΔE_i centered on the energy E_i , and $R_d(E_i)$ is the fluence response of the detector for group i . In well-known neutron spectrometry systems, both active and passive neutron-sensitive detectors are utilized. In the first group, the most common are ³He or BF₃ proportional counters and scintillators, such as that originally used by Bramblett *et al.* ⁶LiI(Eu) coupled with a photomultiplier⁽³⁾. In the second group, activation detectors, such as gold foils⁽⁴⁾, LiF thermoluminescent detectors⁽⁵⁾ and CR-39 track detectors⁽⁶⁾, are popular. For neutron beam measurements, there are some requirements resulting from its final application. In general, in constructing the neutron beam spectrometer for medical beams, one has to take into account: the wide energy range of the neutrons (even 10 orders of

Received: July 15, 2022. Revised: November 28, 2022. Editorial decision: December 6, 2022. Accepted: December 6, 2022

© The Author(s) 2023. Published by Oxford University Press. All rights reserved. For Permissions, please email: journals.permissions@oup.com

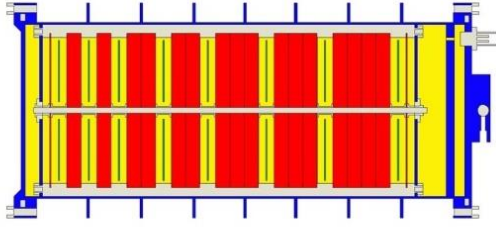


Figure 1. Cross-sectional view of the KW-1 multisignal ionization chamber; beam direction from left-hand site to right-hand site; visible polarizing electrodes acting as moderators with total thickness from 10 to 160 mm.

magnitude), high neutron fluence rate and large beam diameter (≥ 100 mm in diameter).

Taking into account the above-mentioned requirements for in-beam neutron spectrometry, and the previous experience in construction of ionization chambers for mixed neutron-gamma fields, the authors developed an innovative KW-1 multisignal ionization chamber for spectrometric measurements⁽⁷⁾. This work is focused on further Monte Carlo calculations leading to the improvement of the multisignal ionization chamber in terms of its response via $^{10}\text{B}_4\text{C}$ -based coating.

Materials and methods

Multisignal ionization chamber

The chamber, referenced as KW-1, is a parallel plate tissue-equivalent ionization chamber eventually filled with the methane-based tissue-equivalent gas mixture with a pressure up to 1 MPa. It has a cylindrical form (Figure 1) and consists of seven electrically conductive polypropylene electrodes simultaneously acting as moderators with varying thicknesses, leading to eight active cavities with different levels of moderation. Signal electrodes are made of aluminum and are placed centrally in each cavity. The spacing between the electrodes is 5 mm. Moderator thickness ranges from 10 to 160 mm—which roughly corresponds to the radius of a 12" Bonner sphere.

To make the chamber specific in terms of neutron fluence rate dependency, the chamber polarizing electrodes will be covered with a mixture of $^{10}\text{B}_4\text{C}$ powder and graphite paste using the screen printing technique. The amount of the $^{10}\text{B}_4\text{C}$ content in the sensitive layer depends on the electrode area and is based on the Monte Carlo calculations, where it was found that the optimal, pure $^{10}\text{B}_4\text{C}$ thickness for thermal neutrons should be around 0.001 g cm^{-2} ⁽⁸⁾. Taking into account the procedure of $^{10}\text{B}_4\text{C}$ paste production and the parameters of the paste (final composition and density), it was calculated that the sensitive layer should have $26 \text{ }\mu\text{m}$ of thickness, thereby

Table 1. Monte Carlo methods table as recommended by AAPM TG286.

Parameter	Description	References
Code, version	FLUKA code (version 2021.2.6)	(9, 10)
Hardware	Świerk Computing Centre (CIŚ) https://www.ncbj.gov.pl/en/cis-home	—
Source description	Monoenergetic, homogeneous, neutron, circular plane source, 100 mm in diameter, 100 mm from the chamber entrance lid	—
Cross-sections	FLUKA neutron cross-section library — based on: ENDF/B-VIIR0, ENDF/B-VIIR1, ENDF/B-VIR8, JENDL-3.3, JENDL-4.0, TENDL-10, TENDL-13, TENDL-14, JEFF-3.1, JEFF-3.2, EFF-2.4	—
Transport parameters	Defaults for precision simulations (PRECISIO)	—
Scored quantities	Total energy deposition, neutron fluence, neutron track length distributions	—
# histories/statistical uncertainty	$1\text{E}07 / < 6\%$ for energy deposition, $< 2\%$ for neutron fluence, $< 10\%$ for track length distributions	—

Table 2. Parameters used for calculations of response functions for KVV-1 multisignal ionization chamber.

Parameter	Description
$^{10}\text{B}(n,\alpha)$ cross-section	ENDF/B-VIII.0
neutron track length, $\Delta x(E_j)$	USRTRACK estimator
neutron fluence, Φ_{source}	$5.66\text{E-}03 \text{ cm}^{-2}$
^{10}B atomic density (in layer), N_A	$2.30\text{E}+22 \text{ cm}^{-3}$
^{10}B density (in layer)	0.382 g cm^{-3}
$^{10}\text{B}_4\text{C}$ mass (in layer)	0.099 g

ensuring that the ratio of $^{10}\text{B}_4\text{C}$ to the graphite paste is 1:4.

Monte Carlo simulations

FLUKA code

All Monte Carlo calculations were performed using FLUKA code (version 2021.2.6)^(9,10). The FLUKA code is a general-purpose Monte Carlo code for the interaction and transport of hadrons, leptons and photons from keV (except for neutrons, tracked down to thermal energies) to cosmic ray energies in any material. Table 1 presents the simulation parameters used in this study, as it is recommended by AAPM TG286⁽¹¹⁾. All simulations were performed for monoenergetic neutrons ranging from 1 meV to 30 MeV.

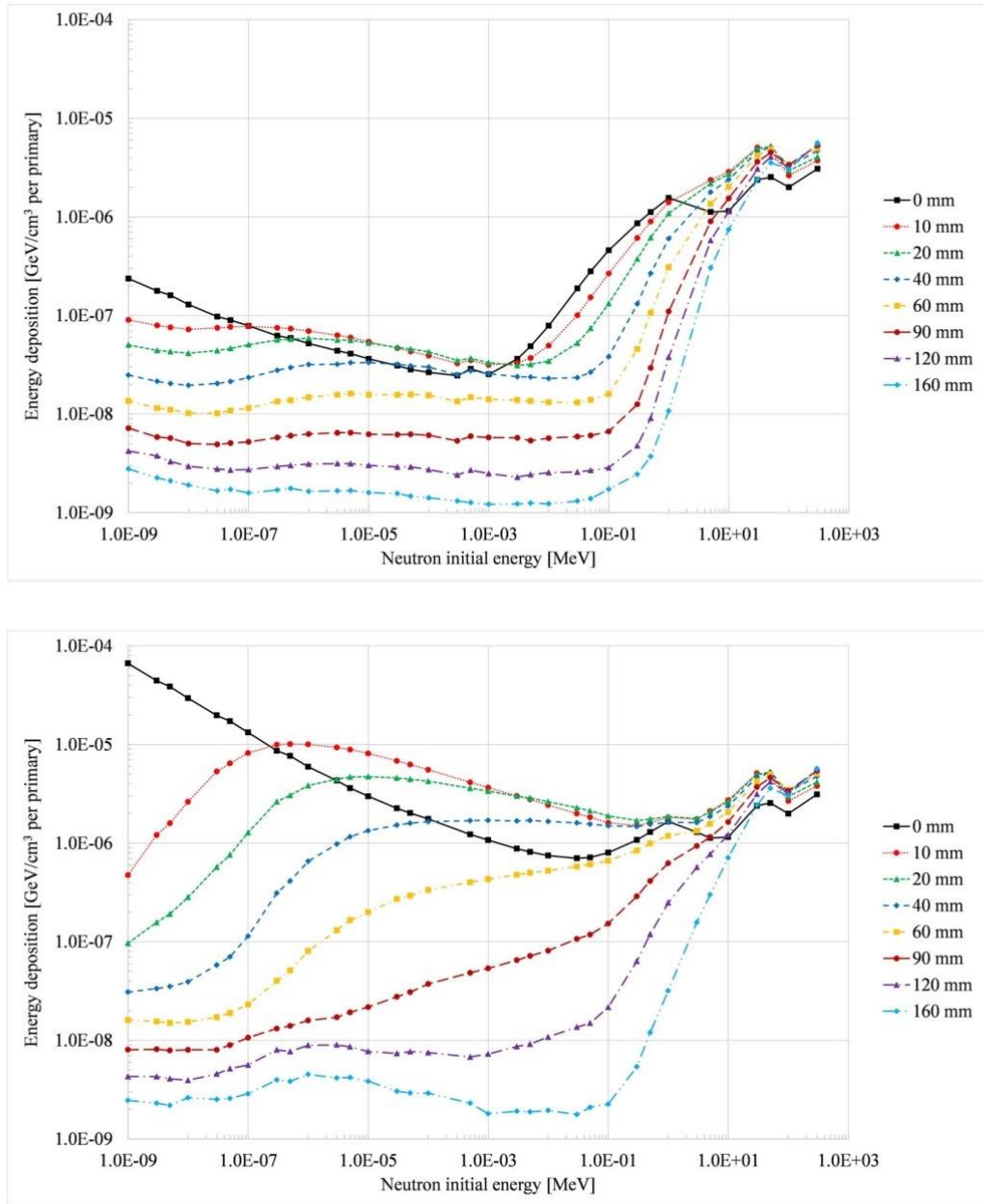


Figure 2. Energy deposition in KW-1 ionization chamber's cavities for monoenergetic neutrons (upper—no $^{10}\text{B}_4\text{C}$ coating; bottom—with $^{10}\text{B}_4\text{C}$ coating); total thickness of the PP moderator is indicated in the figure.

Energy deposition

To check the increase of the chamber output signal, total energy depositions were calculated in each of the eight cavities of the chamber for two cases: with $^{10}\text{B}_4\text{C}$ coating and without coating. Region-based USBIN scoring card was used, resulting in energy deposition in the region (cavity) expressed in GeV cm^{-3} per unit primary weight.

Neutron fluence

Total neutron fluence for each chamber's cavity was simulated to estimate the total decrease of the neutron intensity caused by the absorbing $^{10}\text{B}_4\text{C}$ layer and neutron moderation in the polarizing electrodes. As for energy deposition simulations, the same USBIN region-based detector was used giving the total neutron fluence expressed in cm^{-2} per unit primary weight.

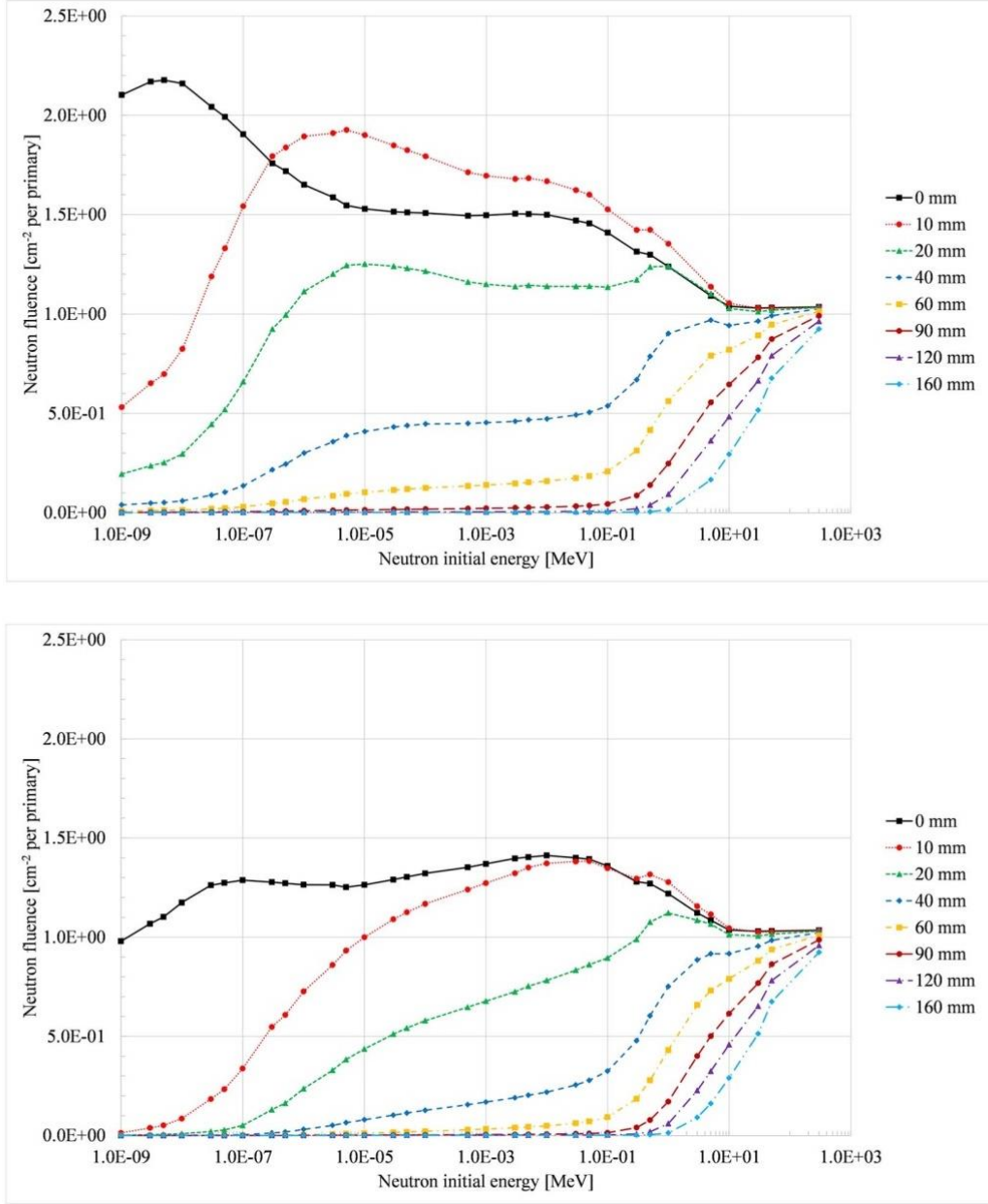


Figure 3. Total neutron fluence in KW-1 ionization chamber's cavities for monoenergetic neutrons (upper—no ¹⁰B₄C coating; bottom—with ¹⁰B₄C coating); total thickness of the PP moderator is indicated in the figure.

Neutron lethargy spectra

Response function in cm² can be obtained by folding the FLUKA track length estimator results with reaction cross-section:

$$R_d(E_i) = \frac{N_A \cdot \sum \Delta x(E_j) \cdot \sigma(E_j)}{\Phi_{\text{source}}} \quad (3)$$

where N is the ¹⁰B atomic density in the layer, $\Delta x(E_j)$ is the track length of the neutrons in the detectors cavity, $\sigma(E_j)$ is the microscopic cross-section of ¹⁰B(n, α) and Φ_{source} is the fluence of neutrons impinging on a surface parallel to the chambers entrance lid.

Neutron track length distributions were simulated using the USRTRACK card. Parameters used for the calculations of response functions are placed in Table 2.

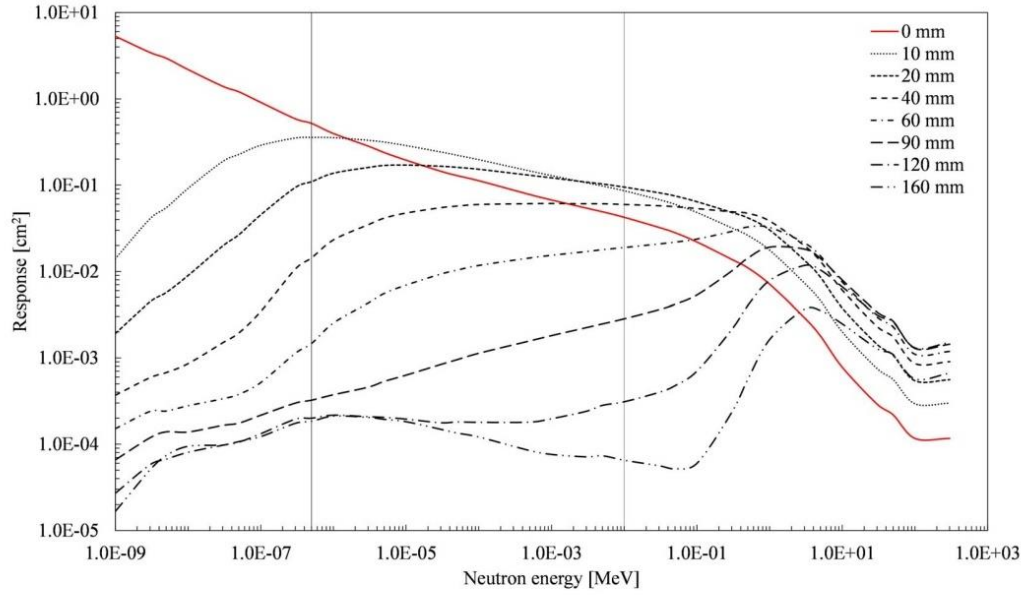


Figure 4. KW-1 ionization chamber's response functions for all cavities were calculated by folding the neutron track length distributions with a microscopic $^{10}\text{B}(n, \alpha)$ cross-section; total thickness of the PP moderator is indicated in the figure.

Neutron spectra were presented as lethargy spectra to visualize the relative contribution of neutrons in specific energy bins.

Results

For each ionization chamber's cavity, the total deposited energy (Figure 2) and total neutron fluence (Figure 3) were scored using the FLUKA code for impinging monoenergetic neutrons ranging from 1 meV to 30 MeV. For the same cavities, neutron track length energy distributions range from 1 meV to 20 MeV (endpoint energy for ENDF/B-VIII.0).

Neutron track length energy distributions from Monte Carlo simulations in combination with specific parameters, listed in Table 2, made it possible to calculate the response functions according to Equation (3). In Figure 4, response functions for all ionization chamber's cavities are presented.

Discussion

Upgrade of the KW-1 chamber, in terms of additional neutron-sensitive coating as a printed mixture of $^{10}\text{B}_4\text{C}$ and graphite paste on polarizing polypropylene electrodes, increases the energy deposition in all chamber's cavities. The largest difference is visible in the neutron energy range up to ~ 10 MeV (Figure 2)

and is related to the total thickness of PP moderator. The relative increase of the chamber's signal (depending on energy deposited in the cavities) is shown in Table 3.

As mentioned above, total energy deposited in the chamber via nuclear $^{10}\text{B}(n, \alpha)$ reaction significantly increased, but simultaneously, this neutron capture results in the decrease of the neutron fluence, in particular, low-energy neutrons (Figure 3).

Nevertheless, these two competing processes result in a total increase of the chamber's signal and allow to make the response of the chamber specific in a certain neutron energy range. As depicted in Figure 4, the response functions show, as expected, that the biggest response is observed for the first cavity, i.e. with no polypropylene moderation—only moderation is caused by the housing of the chamber, gas mixture and aluminum electrodes. With increasing total moderator thickness, the local responses' maxima move toward higher impinging neutron energies.

Conclusion

New Monte Carlo model for the KW-1 ionization chamber in the FLUKA code was developed. Many simulations of deposited energy, neutron fluence and track-length distributions were performed. It was proved that

Table 3. The ratio of energy deposited in the KW-1 ionization chamber's cavities for two cases: with and without $^{10}\text{B}_4\text{C}$ coating on the polypropylene polarizing electrodes.

Total thickness for cavity moderation	Impinging neutron energy [MeV]															
	00+0	5.0E-01	3.0E-01	1.0E-01	5.0E-02	3.0E-02	1.0E-02	5.0E-03	3.0E-03	1.0E-03	5.0E-04	1.0E-04	5.0E-05	3.0E-05	1.0E-05	5.0E-06
0 mm	1	1	1	2	3	4	9	17	24	42	43	66	71	73	82	88
10 mm	1	2	2	6	12	20	49	75	91	116	118	142	145	147	150	149
20 mm	1	3	5	14	29	44	76	90	96	101	98	99	97	96	90	84
40 mm	3	6	11	39	59	69	72	72	70	66	62	55	52	48	40	35
60 mm	4	9	18	42	44	44	40	37	34	31	27	22	19	17	13	10
90 mm	6	14	23	42	18	18	14	11	11	9	8	6	5	4	3	3
120 mm	7	13	13	8	6	5	4	4	4	3	3	3	3	3	3	3
160 mm	3	3	2	1	2	1	2	2	2	1	2	2	2	2	2	3

modification of the chamber in terms of additional $^{10}\text{B}_4\text{C}$ polarizing electrodes coating increases the signal of the chamber and is the basis for neutron spectra unfolding because the specific response functions for the chamber were calculated.

References

1. Thomas, D. J. *Neutron spectrometry*. Radiat. Meas. **45**(10), 1178–1185 (2010).
2. Daquino, G. G. and Voorbraak, W. P. A Review of the Recommendations for the Physical Dosimetry of Boron Neutron Capture Therapy (BNCT). JRC Scientific and Technical Reports (2008).
3. Bramblett, R. L., Ewing, R. I. and Bonner, T. W. *A new type of neutron spectrometer*. Nucl. Inst. Methods **9**(1), 1–12 (1960).
4. Wang, Z., Hutchinson, J. D., Hertel, N. E., Burgett, E. and Howell, R. M. *Study of a gold-foil-based multisphere neutron spectrometer*. Radiat. Prot. Dosim. **128**(3), 289–293 (2007).
5. Maciak, M., Golnik, N., Dworecki, K., Domański, S., Tulik, P. and Araszkiewicz, A. *Passive multi-layer neutron spectrometer for neutron radiation dosimetry*. Proc. SPIE 9662, Photonics Applications in Astronomy, Communications, Industry, and High-Energy Physics Experiments 2015, 96622E (2015).
6. Caresana, M., Agosteo, S., Campi, F., Ferrarini, M., Porta, A. and Silari, M. *Sensitivity study of CR39 track detector in an extended range Bonner sphere spectrometer*. Radiat. Prot. Dosim. **126**(1–4), 310–313 (2007).
7. Zielczynski, M., Gryziński, M. A. and Soboń, R. Multi-Signal Ionization Chamber as a Neutron Spectrometer, Polish Patent Office, 224097 (2016).
8. Tyminińska, K., Maciak, M., Ośko, J., Tulik, P., Zielczynski, M. and Gryziński, M. A. *Study on the influence of the B₄C layer thickness on the neutron flux and energy distribution shape in multi-electrode ionisation chamber*. Radiat. Prot. Dosim. **161**(1–4), 210–215 (2014).
9. Böhlen, T. T., Cerutti, F., Chin, M. P. W., Fassò, A., Ferrari, A., Ortega, P. G., Mairani, A., Sala, P. R., Smirnov, G. and Vlachoudis, V. *The FLUKA code: developments and challenges for high energy and medical applications*. Nucl Data Sheets **120**, 211–214 (2014).
10. Ferrari, A., Sala, P. R., Fassò, A. and Ranft, J. *FLUKA: a multi-particle transport code*. CERN-2005-10, INFN/TC_05/11, SLAC-R-773 (2005). Available on <http://www.slac.stanford.edu/cgi-wrap/getdoc/slac-r-773.pdf>.
11. Sechopoulos, I., Rogers, D. W. O., Bazalova-Carter, M., Bolch, W. E., Heath, E. C., McNitt-Gray, M. F., Sempau, J. and Williamson, J. F. *RECORDS: improved reporting of monte Carlo Radiation transport studies: report of the AAPM Research Committee Task Group 268*. Med. Phys. **45**(1), e1–e5 (2018).

UNFOLDING OF ^{239}Pu -Be AND ^{252}Cf NEUTRON ENERGY SPECTRA USING PASSIVE MULTI-LAYER NEUTRON SPECTROMETER

Maciej Maciak^{1,2,*}, Szymon Domański¹, Piotr Tulik¹, Katarzyna Tymińska¹, and Michał Aleksander Gryziński¹

¹National Centre for Nuclear Research, Nuclear Facilities Operations Department, Radiological Metrology and Biomedical Physics Division, 7 Andrzej Soltana Street, 05-400 Otwock, Poland

²Warsaw University of Technology, Faculty of Mechatronics, Institute of Metrology and Biomedical Engineering, 8 św. Andrzeja Boboli Street, 02-525 Warsaw, Poland

Received month date year, amended month date year, accepted month date year

In the study, the passive multi-layer neutron spectrometer, based on TL detectors, was tested in a calibration laboratory with ^{239}Pu -Be and ^{252}Cf isotopic sources. MCNP code was used for the calculation of the response functions for the neutron energy range from 1 meV to 100 MeV. It was also utilized for initial guess spectra calculations. Deconvolution was performed with MAXED and GRAVEL deconvolution codes resulting in the neutron spectra defined at the measuring point in the calibration laboratory.

INTRODUCTION

Passive neutron spectrometers using activation foils or thermoluminescent detectors are used widely around the world in many different forms⁽¹⁾. Usually, they consist of a single-moderator sphere/cylinder made of high-density polyethylene and a few layers containing small thermal neutron-sensitive detectors placed uniformly at different depths. Systems based on integral detectors avoid dead-time losses, especially in pulsed fields, are insensitive to high electromagnetic noise, or can extract the gamma component coming from high photon contamination of the field.

Detector with a response function $R_d(E)$ exposed in a neutron field with spectral fluence $\Phi_n(E)$ gives the detector's reading M_d :

$$M_d = \int R_d(E)\Phi_n(E)dE \quad (1)$$

and is approximated by the sum:

$$M_d = \sum R_d(E_i)\Phi_n(E_i)\Delta E_i \quad (2)$$

where $\Phi_n(E_i)\Delta E_i$ is the neutron fluence in the i th energy group of width ΔE_i centered on the energy E_i , and $R_d(E_i)$ is the fluence response of the detector for group i .

This work aims to present the process of the data collection and evaluation starting from the measurements performed at a calibration laboratory with isotopic ^{239}Pu -Be and ^{252}Cf reference neutron sources and ending with the unfolding procedure resulting in the differential distributions of neutrons.

MATERIALS AND METHODS

To perform BSS-like passive neutron spectrometry (BSS stands for Bonner Sphere Spectrometer) usually one has to perform the following steps:

- Monte Carlo-based calculations of the detector's response functions using e.g. MCNP code
- Selection or calculation of the guess spectrum at the point of measurement
- Calibration of detectors at the reference field
- Measurements at the point of interest
- Detectors readout and corrections
- Post-processing i.e. unfolding of the spectrum using dedicated tools e.g. MAXED or GRAVEL codes.

The passive multi-layer neutron spectrometer configuration

In the National Centre for Nuclear Research (NCBJ), the passive multi-layer neutron spectrometer, SWP-1 was developed in the past⁽²⁾. It has a form of a 12" high-density polyethylene sphere with six vertical slots located every 60° around the sphere at three depths corresponding to about 2", 4", and 6.5" of moderating material (Figure 1). In the central part of the spectrometer, there is additional space for a recombination chamber for the measurements requiring monitoring of the field or extra information about the quality of the radiation. However, in the case of this work only passive measurements were performed, i.e. central slot was filled with the material equivalent to the moderator. Thermoluminescent detectors of type MTS-6 and MTS-7 were chosen for the spectrometer.

*Corresponding author: maciej.maciak@ncbj.gov.pl

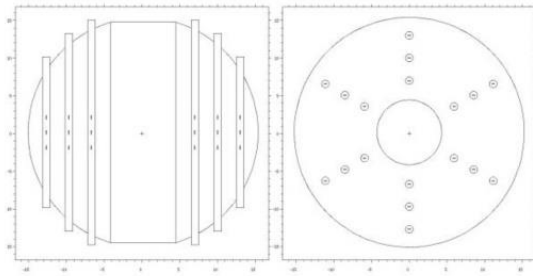


Figure 1. Cross-sectional views of the SWP-1 multi-layer neutron spectrometer. MCNP 6.1 plot.

Thermoluminescent detectors

Lithium fluoride thermoluminescence (TL) detectors developed at the Institute of Nuclear Physics Kraków in the form of sintered circular pellets, were chosen as passive detectors⁹. Two types of MTS (LiF:Mg,Ti) TL detectors were chosen i.e. MTS-6 (⁶Li enrichment above 99.9%) and MTS-7 (⁶Li enrichment to about 95%). Before the measurement, TL detectors were annealed at the temperature of 400°C for two hours, then rapidly cooled down, annealed for one hour at 100°C, and finally cooled down to room temperature. After irradiation, detectors were read out using the MICROLAB Manual Reader-Analyzer TL RA'94¹⁰. The number of counts i.e. number of ⁶Li(n,t) reactions in the MTS-6 detectors have been corrected for gamma radiation (via MTS-7) and background radiation (non-irradiated reference TL detectors).

B2 ionization chamber

The central part of the sphere was modified to place there the cylindrical B2 ionization chamber, the KG-2 type-based detector. Originally, the chamber, developed at NCBJ, had graphite electrodes and CO₂ gas with a pressure of 3.5 MPa. For SWP-1 purpose the filling gas was changed to ¹⁹BF₃, 480 kPa to make the response of the chamber neutron-dependent¹¹. Analysis of the chamber response is not considered in this paper.

Monte Carlo simulations

MCNP code

MCNP (Monte Carlo N-Particle) is a general-purpose code that can be used for neutron, photon, electron or coupled neutron/photon/electron transport. Specific areas of application include, but are not limited to, radiation protection and dosimetry, radiation shielding, radiography, medical physics, nuclear criticality safety, detector design and analysis, nuclear oil well logging, accelerator target design, fission and fusion reactor design, decontamination and decommissioning¹². Table 1 presents the simulation parameters used in this study, in the form recommended by the American Association of Physicists in Medicine, AAPM TG286¹³.

Table 1. Monte Carlo methods table as recommended by AAPM TG286.

Parameter	Description	References
Code, version	Monte Carlo N-Particle Transport Code System, MCNP6.1	¹⁴
Validation	Validation Suites for MCNP	¹⁵
Hardware	Intel(R) Core(TM) i7-8550U CPU @ 1.80GHz, 1992 MHz and Swierk Computing Centre (CIŚ) https://www.ncbj.gov.pl/en/cis-home	-
Source description	Monoenergetic, homogeneous, neutron, circular plane source, 12" in diameter, 100 cm from the spectrometer centre	-
Cross sections	ENDF70, ENDF70SAB, and ENDF60 MCNP neutron data libraries based on ENDF/B-VII.0	¹⁶
Transport parameters	defaults for mode n p	¹⁷
Scored quantities	track length estimate of cell flux (tally f4); ⁶ Li(n,t) reaction rate (fm tally multiplier)	¹⁸
# histories / statistical uncertainty	1E08 / below 10% for track length estimate of cell flux	-

Response functions

Response functions for all TL detectors placed in the spectrometer's sphere were calculated with MCNP code as a number of ⁶Li(n,t) reactions occurring in the specific sintered pellet volume. To get the response functions a track-length estimate for fluence on the detector cells was used (tally F4). Then thanks to the tally multiplier (fm) it was possible to convert the fluence to the number of ⁶Li(n,t) events. Response functions were calculated for monoenergetic neutrons at an energy range from 1 meV to 100 MeV.

Initial guess spectra

For many unfolding programs (including those described in this work) the initial guess spectra are mandatory. Thus ²³⁹Pu-Be and ²⁵²Cf spectra were calculated with MCNP in reference point inside the calibration laboratory at NCBJ. Starting spectra for calculations were taken from International Atomic Energy Agency Compendium data¹⁹.

Unfolding

Deconvolution was performed with UMG (Unfolding with MAXED and GRAVEL) package, version 3.3. It consists of several programs for the analysis of data measured with spectrometers that require the use of unfolding techniques^{10,11}. For both codes, the initial guess spectrum is needed and the final solution strongly depends on its quality. In addition to the final

SHORT TITLE

spectra it was possible to calculate the integral quantities, i.e. total neutron fluence, neutron fluence by energy groups, ambient dose equivalent rate $H^*(10)$, fluence-averaged energy, and $H^*(10)$ -averaged energy. Ambient dose equivalent rates were calculated using ICRP74/ICRU57 conversion coefficients^[12].

RESULTS

^{252}Cf and $^{239}\text{Pu-Be}$ spectra calculated with MAXED and GRAVEL presented together with initial guess spectra obtained via MCNP calculations are shown in Figure 2 and Figure 3 respectively.

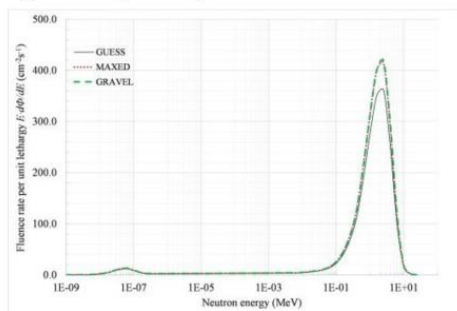


Figure 2. ^{252}Cf solution spectra calculated with MAXED and GRAVEL unfolding codes.

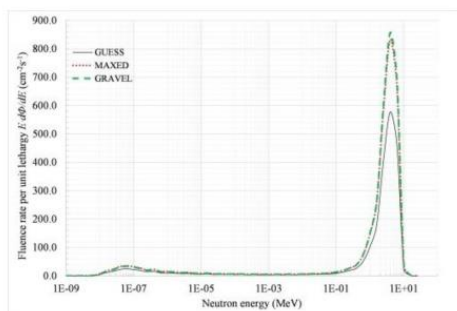


Figure 3. $^{239}\text{Pu-Be}$ solution spectra calculated with MAXED and GRAVEL unfolding codes.

In Table 2 integral quantities, i.e. total neutron fluence, neutron fluence by energy groups, ambient dose equivalent rate $H^*(10)$, fluence-averaged energy, and $H^*(10)$ -averaged energy calculated on the basis of the unfolded spectra are presented. Additionally, for $H^*(10)$ rate and fluence rate, the reference values for measuring points were added.

Table 2. Integral quantities values for unfolded spectra (MXD – MAXED, GRV – GRAVEL) and reference values (REF – reference) for calibration laboratory at the reference point of measurement defined with ISO 8529^[13,14].

Neutron source Quantity	$^{239}\text{Pu-Be}$			^{252}Cf		
	MXD	GRV	REF	MXD	GRV	REF
$H^*(10)$ rate (mSv/h)	1.829	1.875	1.440	1.309	1.316	1.214
Φ rate, total (cm ² s ⁻¹)	1459	1483	1023	1043	1031	876
Φ rate, $E < 0.4$ eV (%)	6.31	5.93	-	2.63	2.57	-
Φ rate 0.4 eV $< E < 0.1$ MeV (%)	7.50	7.11	-	5.33	5.23	-
Φ rate, $E > 0.1$ MeV (%)	86.19	86.96	-	92.05	92.20	-
fluence-averaged neutron energy (MeV) ^[15]	3.187	3.229	3.25	1.927	1.953	2.13
$H^*(10)$ -averaged neutron energy (MeV)	3.735	3.750	-	2.230	2.254	-

In Figure 4. $^{239}\text{Pu-Be}$ and ^{252}Cf unfolded spectra obtained with the MAXED unfolding code are presented together to show expected differences between the sources in the fast peak location. It should be noted that in the $^{239}\text{Pu-Be}$ spectrum a little higher intermediate region was observed which results from higher max and average neutron energy of the source.

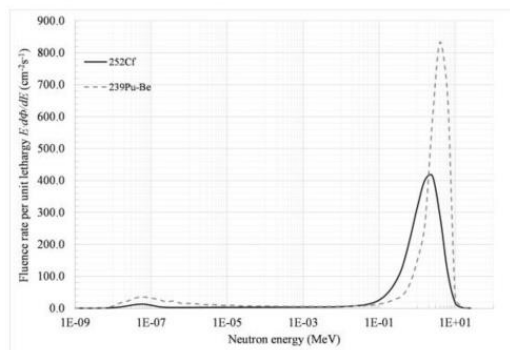


Figure 4. $^{239}\text{Pu-Be}$ and ^{252}Cf solution spectra obtained with the MAXED unfolding code.

DISCUSSION

Since the geometry model for calculation of guess spectra with MCNP code contained a lot of laboratory room details, the qualitative information about the neutron energy spectrum seemed to be enough for unfolding, i.e. irregularities or discontinuities were observed in the final spectra. However, comparing the integral, fluence-based quantities with available reference data it was shown that guess spectra were significantly underestimated especially in the fast neutron peak region. Unfolding algorithms of MAXED and GRAVEL codes increased the fluences in the desired energy bins, but finally it resulted in overestimation of the integral fluence-based quantities (~27% and 8% in $H^*(10)$ rate for $^{239}\text{Pu-Be}$ and ^{252}Cf respectively).

Taking into account limited number of depths at which the TL detectors are located, and that uncertainties related to the TL detectors measurements can be

significant especially taking into account the limited number of TL detectors that can be placed in the reference point for which the response functions are calculated with Monte Carlo technique the results are sufficient for rough estimation of unknown field neutron spectrum and related integral quantities for radiation protection purposes.

In the unfolded spectra, the thermal peaks coming from room scattered neutrons are visible which results from calibration laboratory conditions (sources located 1 meter above the solid floor, nearest wall distance equals 2 meters in two directions). The room-scattered neutron contribution in terms of $H^*(10)$ for ^{239}Pu -Be and ^{252}Cf sources in the calibration room at a distance of 1 meters from neutron sources are 21% and 20% respectively - measurements were performed with Studsvik-Alnor 2202D remmeter.

As expected, the highest intensity peak for ^{239}Pu -Be is shifted to higher neutron energy reaching its maximum around 4 MeV with a mean energy ~ 3.2 MeV. For ^{252}Cf neutrons reach the maximum intensity of around 2.5 MeV, and the mean energy ~ 1.9 MeV. For both sources, the mean energy and the highest intensity peak at the measuring point are lower than in the literature^(15,16) which is caused by the in-room neutron scattering and thermal neutron contribution. It justifies the use of the shadow cone technique both in routine dosimeters calibration procedures and in experimental utilization of the neutron sources.

CONCLUSION

SWP-1 neutron spectrometer in passive-only configuration was characterized in terms of response functions with MCNP code and tested with ^{239}Pu -Be and ^{252}Cf isotopic sources. UMG package was used to perform the unfolding procedure with MAXED and GRAVEL codes. ^{239}Pu -Be and ^{252}Cf spectra were obtained and the results confirmed that the device can be used for a rough estimation of unknown field neutron spectrum and related integral quantities.

REFERENCES

1. Thomas, D. J. Neutron spectrometry for radiation protection, *Radiation Protection Dosimetry* 110(1–4), 141–149 (2004).
2. Maciak, M., Golnik, N., Dworecki, K., Domański, S., Tulik, P. and Araszkiewicz, A. Passive multi-layer neutron spectrometer for neutron radiation dosimetry, presented at XXXVI Symposium on Photonics Applications in Astronomy, Communications, Industry, and High-Energy Physics Experiments (Wilga 2015), 11 September 2015, Wilga, Poland, 96622E.
3. Niewiadomski, T. 25 Years of TL Dosimetry at the Institute of Nuclear Physics, Kraków, *Radiation Protection Dosimetry* 65(1–4), 1–6 (1996).
4. Gryziński, M., Tulik, P. and Zielczyński, M. Ionisation Chambers Containing Boron as Neutron Detectors in Mixed Radiation Fields, *Polish Journal of Medical Physics And Engineering* 13(2), 79–91 (2007).
5. Goorley, T., James, M., Booth, T., Brown, F., Bull, J., Cox, L. J., Durkee, J., Elson, J., Fensin, M., Forster, R. A., Hendricks, J., Hughes, H. G., Johns, R., Kiedrowski, B., Martz, R., Mashnik, S., McKinney, G., Pelowitz, D., Prael, R., et al. Initial MCNP6 Release Overview, *Nuclear Technology* 180(3), 298–315 (2012).
6. Sechopoulos, I., Rogers, D. W. O., Bazalova-Carter, M., Bolch, W. E., Heath, E. C., McNitt-Gray, M. F., Sempau, J. and Williamson, J. F. RECORDS: improved Reporting of monte Carlo Radiation transport Studies: Report of the AAPM Research Committee Task Group 268, *Med. Phys.* 45(1), e1–e5 (2018).
7. Mosteller, R. D. Validation Suites for MCNP, *Proceedings of the American Nuclear Society Radiation Protection and Shielding Division 12th Biennial Topical Meeting LA-UR-02-0878*, Los Alamos National Laboratory (2002).
8. Trellue, H. R., Little, R. C. and Lee, M. B. New ACE-Formatted Neutron and Proton Libraries Based on ENDF/B-VII.0, *LA-UR-08-1999* (2008).
9. IAEA. Compendium of Neutron Spectra and Detector Responses for Radiation Protection Purposes. INTERNATIONAL ATOMIC ENERGY AGENCY (2001) ISBN 92-0-102201-8.
10. Reginatto, M., Goldhagen, P. and Neumann, S. Spectrum unfolding, sensitivity analysis and propagation of uncertainties with the maximum entropy deconvolution code MAXED, *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* 476(1–2), 242–246 (2002).
11. Matzke, M. Unfolding of Pulse Height Spectra The HEPRO Program System, *Physikalisch Technische Bundesanstalt*, 1–75 (1994).
12. Conversion Coefficients for use in Radiological Protection against External Radiation. ICRP Publication 74. *Annals of the ICRP* 26(3–4) (1996).
13. International Organization for Standardization. (ISO 8529-1:2021). Neutron reference radiations fields — Part 1: Characteristics and methods of production (2021).
14. International Organization for Standardization. (ISO 8529-3:1998). Reference neutron radiations — Part 3: Calibration of area and personal dosimeters and determination of response as a function of energy and angle of incidence (1998).
15. Söderström, P.-A., Matei, C., Capponi, L., Açıksoz, E., Balabanski, D. L. and Mitu, I.-O. Characterization of a plutonium–beryllium neutron source, *Applied Radiation and Isotopes* 167, 109441 (2021).
16. Martin, R. C., Knauer, J. B. and Balo, P. A. Production, distribution and applications of californium-252 neutron sources, *Applied Radiation and Isotopes* 53(4–5), 785–792 (2000).

8. ZAŁĄCZNIK B – oświadczenia

Poniższy załącznik zawiera oświadczenia współautorów o moim wkładzie procentowym w publikacje stanowiące przedmiot rozprawy. Kolejne oświadczenia dotyczą artykułów:

- [A] Tymińska, K., **Maciak, M.**, Ośko, J., Tulik, P., Zielczyński, M., Gryziński, M. A. *Study on the influence of the B₄C layer thickness on the neutron flux and energy distribution shape in multi-electrode ionization chamber*. (2014). Radiat. Prot. Dosim., 161(1-4), 210-215. <https://doi.org/10.1093/rpd/ncu050>
- [B] **Maciak, M.**, Golnik, N., Dworecki, K., Domański, S., Tulik, P., Araszkiewicz, A. *Passive multi-layer neutron spectrometer for neutron radiation dosimetry*. (2015). Proc. SPIE 9662, Photonics Applications in Astronomy, Communications, Industry, and High-Energy Physics Experiments 2015, 96622E. <https://doi.org/10.1117/12.2202441>
- [C] **Maciak, M.** *Calculation of LET distributions in the active volume of a recombination chamber*. (2018). Radiat. Prot. Dosim., 180(1-4), 407-412. <https://doi.org/10.1093/rpd/ncy073>
- [D] Tymińska, K., Gryziński, M. A., **Maciak, M.** *Calculated neutron energy dependence of the dose-response of large recombination chamber*. (2019). Nukleonika, 64(4), 117-121. <https://doi.org/10.2478/nuka-2019-0015>
- [E] **Maciak, M.**, Tulik, P. *Dosimetry and microdosimetry of monoenergetic neutrons using recombination chamber – measurements and Monte Carlo simulations*. (2022). Radiat. Meas., 158, 106861. <https://doi.org/10.1016/j.radmeas.2022.106861>
- [F] **Maciak, M.**, Domański, S., Tulik, P., Tymińska, K., Gryziński, M. A. *Multisignal ionization chamber with a B₄C coating as an active neutron beam spectrometer: Monte Carlo simulations*. (2023). Radiat. Prot. Dosim., accepted manuscript. <https://doi.org/10.1093/rpd/ncac291>
- [G] **Maciak M.**, Domański S., Tulik P., Tymińska K., Gryziński M. A., *Unfolding of ²³⁹Pu-Be and ²⁵²Cf neutron energy spectra using passive multi-layer neutron spectrometer*. (2023). Radiat. Prot. Dosim., accepted manuscript. <https://doi.org/10.1093/rpd/ncac291>

Oświadczenie współautorów publikacji

Niniejszym podaję wkład autorski w publikację:

Tymińska, K., Maciak, M., Ośko, J., Tulik, P., Zielczyński, M., Gryziński M. A. **Study on the influence of the B₄C layer thickness on the neutron flux and energy distribution shape in multi-electrode ionisation chamber.** (2014) Radiat. Prot. Dosim., 161(1-4), 210-215, <https://doi.org/10.1093/rpd/ncu050>

Wkład Maciej Maciaka w powstanie publikacji obejmuje:

- przygotowanie modelu Monte Carlo z wykorzystaniem pakietu FLUKA
- przeprowadzenie symulacji energetycznego rozkładu strumienia neutronów na różnych głębokościach komory oraz dla różnych gęstości warstwy węgla boru
- analiza wyników, przygotowanie tekstu publikacji, odpowiedzi na recenzje

Wkład procentowy Macieja Maciaka: **45%**

Imię i nazwisko współautora	Data i podpis współautora
Katarzyna Tymińska	17.04.2023 Katarzyna Tyminska
Maciej Maciak	17.04.2023 Maciej Maciak
Jakub Ośko	17.04.2023 Jakub Osko
Piotr Tulik	29.04.2023 Piotr Tulik
Mieczysław Zielczyński	21 V 2023 M Zielczyński
Michał A. Gryziński	1.06.2023 Mgryzinski

Oświadczenie współautorów publikacji

Niniejszym podaję wkład autorski w publikację:

Maciak, M., Golnik, N., Dworecki, K., Domański, S., Tulik, P., Araszkiewicz, A. **Passive multi-layer neutron spectrometer for neutron radiation dosimetry**. (2015). in Proc. SPIE 9662, Photonics Applications in Astronomy, Communications, Industry, and High-Energy Physics Experiments 2015, 96622E. <https://doi.org/10.1117/12.2202441>

Wkład Maciej Maciaka w powstanie publikacji obejmuje:

- przygotowanie modeli Monte Carlo spektrometru
- przeprowadzenie symulacji numerycznych
- przygotowanie funkcji odpowiedzi detektorów TL
- analiza wyników odczytów detektorów TL
- przygotowanie tekstu publikacji, zgłoszenie publikacji, przygotowanie odpowiedzi na recenzje

Wkład procentowy Macieja Maciaka: 50%

Imię i nazwisko współautora	Data i podpis współautora
Maciej Maciak	30.05.2023 Maciej Maciak
Natalia Golnik	współautor nie żyje
Konrad Dworecki	31.05.2023 Konrad Dworecki
Szymon Domański	Domański Szymon 29.05.2023
Piotr Tulik	2023-05-31 Piotr Tulik
Agnieszka Araszkiewicz	01.06.2023 Araszkiewicz

Oświadczenie współautorów publikacji

Niniejszym podaję wkład autorski w publikację:

Maciak, M., **Calculation of LET distributions in the active volume of a recombination chamber.** (2018). Radiat. Prot. Dosim., 180(1-4), 407–412.

<https://doi.org/10.1093/rpd/ncy073>

Wkład Maciej Maciaka w powstanie publikacji obejmuje:

- przygotowanie modelu Monte Carlo komory
- przeprowadzenie symulacji numerycznych rozkładów dawki względem LET
- analiza otrzymanych wyników
- przygotowanie tekstu publikacji, zgłoszenie publikacji, przygotowanie odpowiedzi na recenzje

Wkład procentowy Macieja Maciaka: **100%**

Imię i nazwisko współautora	Data i podpis współautora
Maciej Maciak	17.04.2023 <i>Maciej Maciak</i>

Oświadczenie współautorów publikacji

Niniejszym podaję wkład autorski w publikację:

Tymińska, K., Gryziński M. A., Maciak, M. **Calculated neutron energy dependence of the dose-response of large recombination chamber.** (2019). Nukleonika 64(4), 117-121.
<https://doi.org/10.2478/nuka-2019-0015>

Wkład Macieja Maciaka w powstanie publikacji obejmuje:

- analiza otrzymanych z symulacji metodą Monte Carlo
- analiza danych z pomiarów eksperymentalnych w monoenergetycznych polach neutronowych
- porównanie wyników, dyskusja, sformułowanie wniosków

Wkład procentowy Macieja Maciaka: **20%**

Imię i nazwisko współautora	Data i podpis współautora
Katarzyna Tyminińska	17.04.2023 
Michał A. Gryziński	10.06.2023 
Maciej Maciak	17.04.2023 

Oświadczenie współautorów publikacji

Niniejszym podaję wkład autorski w publikację:

Maciak, M., Tulik, P. **Dosimetry and microdosimetry of monoenergetic neutrons using recombination chamber – measurements and Monte Carlo simulations.** (2022). Radiat. Meas., 158, 106861. <https://doi.org/10.1016/j.radmeas.2022.106861>

Wkład Maciej Maciaka w powstanie publikacji obejmuje:

- zaplanowanie i przygotowanie eksperymentu pomiarowego z wykorzystaniem komory rekombinacyjnej w National Physical Laboratory
- realizacja pomiarów z wykorzystaniem komory rekombinacyjnej w National Physical Laboratory
- analiza danych pomiarowych i realizacja rekombinacyjnej metody mikrodozymetrycznej, RMM
- przygotowanie modelu Monte Carlo komory rekombinacyjnej
- przeprowadzenie symulacji numerycznych rozkładów dawki względem LET
- analiza otrzymanych wyników, porównanie wyników symulacji z wynikami RMM
- przygotowanie tekstu publikacji, zgłoszenie publikacji, przygotowanie odpowiedzi na recenzje

Wkład procentowy Macieja Maciaka: 80%

Imię i nazwisko współautora	Data i podpis współautora
Maciej Maciak	17.04.2023 Maciek Maciak
Piotr Tulik	23.04.2023 Piotr Tulik

Oświadczenie współautorów publikacji

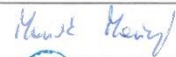
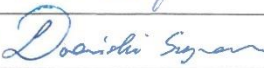
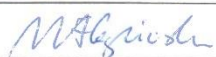
Niniejszym podaję wkład autorski w publikację:

Maciak M., Domański S., Tulik P., Tymińska K., Gryziński M. A. **Multisignal ionization chamber with a B₄C coating as an active neutron beam spectrometer: Monte Carlo simulations.** (2023). Radiat. Prot. Dosim., accepted manuscript.
<https://doi.org/10.1093/rpd/ncac291>

Wkład Maciej Maciaka w powstanie publikacji obejmuje:

- przygotowanie modelu Monte Carlo komory
- przeprowadzenie symulacji numerycznych energii zdeponowanej oraz całkowitej fluencji neutronów w komorze
- przygotowanie funkcji odpowiedzi komory
- analiza otrzymanych wyników
- przygotowanie tekstu publikacji, zgłoszenie publikacji, przygotowanie odpowiedzi na recenzje

Wkład procentowy Macieja Maciaka: **80%**

Imię i nazwisko współautora	Data i podpis współautora
Maciej Maciak	30.05.2023 
Szymon Domański	29.05.2023 
Piotr Tulik	2023-05-31 
Katarzyna Tymińska	2023.06.01 
Michał A. Gryziński	1.06.2023 

Oświadczenie współautorów publikacji

Niniejszym podaję wkład autorski w publikację:

Maciak M., Domański S., Tulik P., Tymińska K., Gryziński M. A. **Unfolding of ^{239}Pu -Be and ^{252}Cf neutron energy spectra using passive multi-layer neutron spectrometer.** (2023). Radiat. Prot. Dosim., accepted manuscript.

Wkład Maciej Maciaka w powstanie publikacji obejmuje:

- przygotowanie modelu Monte Carlo spektrometru
- przeprowadzenie symulacji numerycznych
- przygotowanie funkcji odpowiedzi spektrometru
- analiza otrzymanych wyników eksperymentalnych
- przygotowanie danych i przeprowadzenie dekonwolucji widma energetycznego neutronów
- przygotowanie tekstu publikacji, zgłoszenie publikacji, przygotowanie odpowiedzi na recenzje

Wkład procentowy Macieja Maciaka: 80%

Imię i nazwisko współautora	Data i podpis współautora
Maciej Maciak	30.05.2023 <i>Maciej Maciak</i>
Szymon Domański	29.06.2023 <i>Domański Szymon</i>
Piotr Tulik	2023-05-31 <i>Piotr Tulik</i>
Katarzyna Tymińska	2023.06 <i>Katarzyna Tymińska</i>
Michał A. Gryziński	10.6.2023 <i>MA Gryziński</i>

Dodatkowo, w dalszej części znajdują się oświadczenia o wkładzie w prace poszczególnych autorów:

- mgr Agnieszka Araszkiewicz;
- mgr Szymon Domański;
- mgr inż. Konrad Dworecki;
- dr inż. Michał A. Gryziński;
- dr inż. Jakub Ośko;
- dr hab. inż. Piotr Tulik;
- dr Katarzyna Tymińska;
- prof. dr hab. inż. Mieczysław Zielczyński.

Otwock-Świerk, 17.04.2023

mgr Agnieszka Araszkiewicz
Laboratorium Pomiarów Dozymetrycznych,
Narodowe Centrum Badań Jądrowych

OŚWIADCZENIE

Niniejsze oświadczenie dotyczy mojego wkładu w powstanie publikacji:

1. Maciak M., Gołnik N., Dworecki K., Domański S., Tulik P., Araszkiewicz A. Passive multi-layer neutron spectrometer for neutron radiation dosimetry. (2015). in Proc. SPIE 9662, Photonics Applications in Astronomy, Communications, Industry, and High-Energy Physics Experiments 2015, 96622E. <https://doi.org/10.1117/12.2202441>

Mój wkład polegał na przygotowaniu detektorów TLD do eksperymentów pomiarowych oraz prowadzeniu odczytów detektorów TLD. Dodatkowo brałam udział w zestawianiu otrzymanych wyników.

Agnieszka Araszkiewicz

Warszawa 29.05.2023

mgr Szymon Domański
Zakład Metrologii Radiologicznej i Fizyki Biomedycznej,
Narodowe Centrum Badań Jądrowych

OŚWIADCZENIE

Niniejsze oświadczenie dotyczy mojego wkładu w powstanie publikacji:

1. Maciak M., Golnik N., Dworecki K., Domański S., Tulik P., Araszkiewicz A. Passive multi-layer neutron spectrometer for neutron radiation dosimetry. (2015). in Proc. SPIE 9662, Photonics Applications in Astronomy, Communications, Industry, and High-Energy Physics Experiments 2015, 96622E. <https://doi.org/10.1117/12.2202441>

Mój wkład polegał na przygotowaniu koncepcji pomiarów w polach promieniowania neutronowego, realizacji pomiarów oraz udziale w odczytywaniu detektorów. Dodatkowo brałem udział w analizowaniu uzyskanych wyników.

2. Maciak M., Domański S., Tulik P., Tymińska K., Gryziński M. A. (2023). Multisignal ionization chamber with a B₄C coating as an active neutron beam spectrometer: Monte Carlo simulations, Radiat. Prot. Dosim., accepted manuscript, <https://doi.org/10.1093/rpd/ncac291>

Mój wkład polegał na analizowaniu uzyskanych wyników. Dodatkowo brałem udział w przygotowaniu tekstu publikacji.

3. Maciak M., Domański S., Tulik P., Tymińska K., Gryziński M. A. (2023). Unfolding of ²³⁹Pu-Be and ²⁵²Cf neutron energy spectra using passive multi-layer neutron spectrometer, Radiat. Prot. Dosim., accepted manuscript, <https://doi.org/10.1093/rpd/ncad169>

Mój wkład polegał na analizowaniu uzyskanych wyników. Dodatkowo brałem udział w przygotowaniu tekstu publikacji.



Dn. 29.05.2023.

Warszawa, 29.05.2023

mgr inż. Konrad Dworecki
ul. Drogomilska 20/22/31
01-361 Warszawa

OŚWIADCZENIE

Niniejsze oświadczenie dotyczy mojego wkładu w powstanie publikacji:

1. Maciak M., Golnik N., Dworecki K., Domański S., Tulik P., Araszkiewicz A. Passive multi-layer neutron spectrometer for neutron radiation dosimetry. (2015). in Proc. SPIE 9662, Photonics Applications in Astronomy, Communications, Industry, and High-Energy Physics Experiments 2015, 96622E. <https://doi.org/10.1117/12.2202441>

Brałem udział w przygotowaniu i realizacji modelu koncepcyjnego dozymetru promieniowania mieszanego zawierającego komorę rekombinacyjną, moderator i detektory pasywne umieszczone na kilku grubościach w moderatorze. Dodatkowo brałem udział w przygotowaniu eksperymentów pomiarowych oraz odczycie TLD i analizie uzyskanych wyników.

Konrad Dworecki

dr inż. Michał A. Gryziński
Zakład Metrologii Radiologicznej i Fizyki Biomedycznej,
Narodowe Centrum Badań Jądrowych

OŚWIADCZENIE

Niniejsze oświadczenie dotyczy mojego wkładu w powstanie publikacji:

1. Tymińska, K., Maciak, M., Ośko, J., Tulik, P., Zielczyński, M., Gryziński, M. A. (2014). Study on the influence of the B₄C layer thickness on the neutron flux and energy distribution shape in multi-electrode ionisation chamber. Radiat. Prot. Dosim., 161(1-4), 210–215. <https://doi.org/10.1093/rpd/ncu050>

Mój wkład polegał na uczestnictwie w pracach koncepcyjnych dotyczących konstrukcji detektorów zawierających bor oraz analizowaniu uzyskanych wyników. Dodatkowo brałem udział w przygotowaniu tekstu publikacji.

2. Tymińska, K., Gryziński M. A., Maciak, M. Calculated neutron energy dependence of the dose-response of large recombination chamber. (2019). Nukleonika 64(4), 117-121. <https://doi.org/10.2478/nuka-2019-0015>

Mój wkład polegał na uczestnictwie w pracach koncepcyjnych dotyczących materiałów konstrukcyjnych detektorów rekombinacyjnych oraz na analizowaniu uzyskanych wyników symulacji i porównaniu z wynikami eksperymentu. Dodatkowo brałem udział w przygotowaniu tekstu publikacji.

3. Maciak M., Domański S., Tulik P., Tymińska K., Gryziński M. A. (2023). Multisignal ionization chamber with a B₄C coating as an active neutron beam spectrometer: Monte Carlo simulations, Radiat. Prot. Dosim., accepted manuscript, <https://doi.org/10.1093/rpd/ncac291>

Mój wkład polegał na uczestnictwie w pracach koncepcyjnych dotyczących konstrukcji detektorów oraz analizowaniu uzyskanych wyników. Dodatkowo brałem udział w przygotowaniu tekstu publikacji.

4. Maciak M., Domański S., Tulik P., Tymińska K., Gryziński M. A. (2023). Unfolding of ^{239}Pu -Be and ^{252}Cf neutron energy spectra using passive multi-layer neutron spectrometer, Radiat. Prot. Dosim., accepted manuscript, <https://doi.org/10.1093/rpd/ncad169>

Mój wkład polegał na uczestnictwie w pracach koncepcyjnych dotyczących konstrukcji detektorów oraz analizowaniu uzyskanych wyników. Dodatkowo brałem udział w przygotowaniu tekstu publikacji.



Warszawa, 29.05.2023

dr hab. inż. Piotr Tulik
Instytut Metrologii i Inżynierii Biomedycznej,
Politechnika Warszawska

OŚWIADCZENIE

Niniejsze oświadczenie dotyczy mojego wkładu w powstanie publikacji:

1. Tymińska, K., Maciak, M., Ośko, J., Tulik, P., Zielczyński, M., Gryziński, M. A. (2014). Study on the influence of the B₄C layer thickness on the neutron flux and energy distribution shape in multi-electrode ionisation chamber. Radiat. Prot. Dosim., 161(1-4), 210–215. <https://doi.org/10.1093/rpd/ncu050>

Mój wkład polegał na udziale w opracowaniu koncepcji detektora będącego przedmiotem symulacji. Dodatkowo brałem udział w analizowaniu wyników symulacji oraz przygotowywaniu tekstu publikacji.

2. Maciak M., Golnik N., Dworecki K., Domański S., Tulik P., Araszkiewicz A. Passive multi-layer neutron spectrometer for neutron radiation dosimetry. (2015). in Proc. SPIE 9662, Photonics Applications in Astronomy, Communications, Industry, and High-Energy Physics Experiments 2015, 96622E. <https://doi.org/10.1117/12.2202441>

Mój wkład polegał na udziale w opracowaniu koncepcji spektrometru. Dodatkowo brałem udział w analizowaniu wyników oraz przygotowywaniu tekstu publikacji.

3. Maciak M., Tulik P., Dosimetry and microdosimetry of monoenergetic neutrons using recombination chamber – measurements and Monte Carlo simulations. (2022). Radiat. Meas., 158, 106861, <https://doi.org/10.1016/j.radmeas.2022.106861>

Mój wkład polegał na przygotowaniu i realizacji pomiarów eksperymentalnych w monoenergetycznych polach promieniowania neutronowego. Dodatkowo brałem udział w analizowaniu wyników.

4. Maciak M., Domański S., Tulik P., Tymińska K., Gryziński M. A. (2023). Multisignal ionization chamber with a B₄C coating as an active neutron beam spectrometer: Monte Carlo simulations, Radiat. Prot. Dosim., accepted manuscript, <https://doi.org/10.1093/rpd/ncac291>

Mój wkład polegał na analizowaniu uzyskanych wyników. Dodatkowo brałam udział w przygotowaniu tekstu publikacji.

5. Maciak M., Domański S., Tulik P., Tymińska K., Gryziński M. A. (2023). Unfolding of ^{239}Pu -Be and ^{252}Cf neutron energy spectra using passive multi-layer neutron spectrometer, Radiat. Prot. Dosim., accepted manuscript, <https://doi.org/10.1093/rpd/ncad169>

Mój wkład polegał na analizowaniu uzyskanych wyników. Dodatkowo brałam udział w przygotowaniu tekstu publikacji.

Piotr Sulej Jurek

Otwock-Świerk, 29.05.2023

dr Katarzyna Tymińska
Zakład Metrologii Radiologicznej i Fizyki Biomedycznej,
Narodowe Centrum Badań Jądrowych

OŚWIADCZENIE

Niniejsze oświadczenie dotyczy mojego wkładu w powstanie publikacji:

1. Tymińska, K., Maciak, M., Ośko, J., Tulik, P., Zielczyński, M., Gryziński, M. A. (2014). Study on the influence of the B₄C layer thickness on the neutron flux and energy distribution shape in multi-electrode ionisation chamber. Radiat. Prot. Dosim., 161(1-4), 210–215. <https://doi.org/10.1093/rpd/ncu050>

Mój wkład polegał na prowadzeniu symulacji z wykorzystaniem kodu MCNPX. Dodatkowo brałam udział w analizowaniu uzyskanych wyników, a także w przygotowaniu tekstu publikacji.

2. Tymińska, K., Gryziński M. A., Maciak, M. Calculated neutron energy dependence of the dose-response of large recombination chamber. (2019). Nukleonika 64(4), 117-121. <https://doi.org/10.2478/nuka-2019-0015>

Mój wkład polegał na prowadzeniu symulacji z wykorzystaniem kodu MCNPX. Dodatkowo brałam udział w analizowaniu uzyskanych wyników, a także w przygotowaniu tekstu publikacji.

3. Maciak M., Domański S., Tulik P., Tymińska K., Gryziński M. A. (2023). Multisignal ionization chamber with a B₄C coating as an active neutron beam spectrometer: Monte Carlo simulations, Radiat. Prot. Dosim., accepted manuscript, <https://doi.org/10.1093/rpd/ncac291>

Mój wkład polegał na analizowaniu uzyskanych wyników. Dodatkowo brałam udział w przygotowaniu tekstu publikacji.

4. Maciak M., Domański S., Tulik P., Tymińska K., Gryziński M. A. (2023). Unfolding of ²³⁹Pu-Be and ²⁵²Cf neutron energy spectra using passive multi-layer neutron spectrometer, Radiat. Prot. Dosim., accepted manuscript, <https://doi.org/10.1093/rpd/ncad169>

Mój wkład polegał na analizowaniu uzyskanych wyników. Dodatkowo brałam udział w przygotowaniu tekstu publikacji.

Katarzyna Tymińska

Warszawa, 17.04.2023

prof. dr hab. inż. Mieczysław Zielczyński
ul. Chodkiewicza 3/5
05-510 Konstancin-Jeziorna

OŚWIADCZENIE

Niniejsze oświadczenie dotyczy mojego wkładu w powstanie publikacji:

1. Tymińska, K., Maciak, M., Ośko, J., Tulik, P., Zielczyński, M., Gryziński, M. A. (2014). Study on the influence of the B₄C layer thickness on the neutron flux and energy distribution shape in multi-electrode ionisation chamber. Radiat. Prot. Dosim., 161(1-4), 210–215. <https://doi.org/10.1093/rpd/ncu050>

Mój wkład polegał na przygotowaniu koncepcji detektora, który był przedmiotem symulacji opisanych w pracy. Dodatkowo sprawdziłem przygotowywany tekst publikacji pod względem merytorycznym.

